



# Aspects théoriques et expérimentaux des réactions de multifragmentation dans les collisions noyau-noyau aux énergies intermédiaires

D. Cussol

## ► To cite this version:

D. Cussol. Aspects théoriques et expérimentaux des réactions de multifragmentation dans les collisions noyau-noyau aux énergies intermédiaires. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1989. Français. NNT : . tel-01095349

**HAL Id: tel-01095349**

**<https://hal.in2p3.fr/tel-01095349>**

Submitted on 15 Dec 2014

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

FE 40 00231

GANIL T 89 01 .

UNIVERSITE DE CAEN

# THESE

présentée

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN  
SPECIALITÉ : PHYSIQUE NUCLÉAIRE

par

Daniel CUSSOL

Sujet

**Aspects théoriques et expérimentaux des réactions de multifragmentation  
dans les collisions noyau-noyau aux énergies intermédiaires.**

Soutenue le 10 Mai 1989 devant le Jury suivant :

M. H. DOUBRE

Président

M. J.P. BONDORF

M. J.F. LECOLLEY

Mme M.C. LEMAIRE

Examineurs

M. J. PETER

M. B. REMAUD

M. E. SURAUD

Université de Caen

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CAEN

Spécialité: PHYSIQUE NUCLEAIRE

par

Daniel CUSSOL

Aspects théoriques et expérimentaux des réactions de multifragmentation  
dans les collisions noyau-noyau aux énergies intermédiaires.

Soutenue le 10 mai 1989 devant le jury suivant:

Président: M. H.DOUBRE

M. J.P.BONDORF

M. J.F.LECOLLEY

Mme M.C.LEMAIRE

M. J.PETER

M. B.REMAUD

M. E.SURAUD



### Remerciements.

Je remercie le GANIL et son directeur C. Détraz pour m'avoir permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions ainsi que pour m'avoir permis de participer à diverses conférences tout au long de ces deux années.

Je tiens à remercier madame M.C. Lemaire et messieurs J. Bondorf, H. Doubre, J.F. Lecolley, J.Péter, B. Rémaud et E. Suraud pour me faire l'honneur de participer au jury.

Je remercie tout particulièrement Christian Grégoire, Jean Péter et Eric Suraud pour m'avoir aidé dans la réalisation de ce travail. Je tiens à leur manifester ma gratitude pour le temps consacré à me guider et à me conseiller tout au long de ces deux années, ainsi que pour la lecture attentive et critique du manuscrit de cet ouvrage.

Je remercie également les physiciens du GANIL et du LPC de Caen pour les stimulantes et fructueuses discussions que nous avons eu régulièrement.

Je remercie le Niels Bohr Institutet de Copenhague pour son accueil chaleureux et le soutien financier qu'il m'a accordé lors de ma visite. Je remercie particulièrement Kim Sneppen pour les passionnants entretiens que nous avons eu, ainsi que pour sa disponibilité.

Je remercie les laboratoires de l'ISN de Grenoble, du LSN de Nantes et de l'IPN d'Orsay pour leur accueil chaleureux, ainsi que pour les divers entretiens plein d'enseignements que j'ai eu avec les physiciens de ces laboratoires.

*A Toinette...*



## Sommaire

|  |    |
|--|----|
| <u>Intoduction</u> .....   | 6  |
| Première partie: études théoriques.  | 8  |
| <u>I-Limitation de l'énergie thermique dans les noyaux</u> .....                           | 9  |
| <u>II-Spinodale et instabilités</u> .....  | 12 |
| 1) Etudes préliminaires.....   | 12 |
| a) Equation d'état.....  | 12 |
| b) Etude des modes hydrodynamiques.....  | 15 |
| b.1) Etude des oscillations isothermes.....  | 15 |
| b.2) Etude des oscillations isentropiques.....   | 22 |
| b.3) Comparaison et conclusions.....   | 24 |
| 2) Simulations Landau-Vlasov de collisions entre noyaux.....                               | 26 |
| a) Présentation du modèle.....   | 27 |
| b) Observations qualitatives préliminaires.....  | 30 |
| c) Définitions des instabilités.....   | 34 |
| c.1) Approximation harmonique locale.....  | 35 |
| c.2) "Pseudo-RPA".....   | 37 |
| c.3) Instabilités de type hydrodynamique.....  | 41 |
| d) Discussion des résultats.....   | 46 |
| <u>III- La voie de fragmentation décrite par le modèle statistique de Copenhague</u> ..... | 47 |
| 1) Présentation.....   | 47 |

|  |        |
|--|--------|
| a) Les hypothèses du modèle.....   | 47     |
| b) Calcul de l'entropie d'une configuration.....   | 50     |
| c) Calcul de différentes observables.....  | 53     |
| 2) Le code de fragmentation.....   | 55     |
| a) Algorithme utilisé.....   | 55     |
| b) Variation des distributions de masse avec l'énergie<br>d'excitation.....                    | 57     |
| 3) Les limitations du modèle.....  | 59     |
| 4) Utilisation d'autres modèles de fragmentation.....  | 61     |
| <br><u>IV- Perspectives expérimentales offertes par le processus de<br/>fragmentation.....</u> | <br>63 |
| 1) Rappels.....  | 63     |
| 2) Dépendance des multiplicités de fragments de masse<br>intermédiaire.....                    | 63     |
| 3) Estimation de l'énergie de compression.....   | 65     |
| 4) Discussion de la méthode.....   | 68     |
| <br><u>V- Conclusion.....</u>  | <br>71 |



|   |    |
|---|----|
| Deuxième partie: études expérimentales. | 73 |
|---|----|

|  |    |
|--|----|
| <u>I- Le dispositif expérimental</u> ..... | 74 |
|--|----|

|                     |    |
|---------------------|----|
| 1) Description..... | 74 |
|---------------------|----|

|                                   |    |
|-----------------------------------|----|
| 2) Conditions expérimentales..... | 76 |
|-----------------------------------|----|

|  |    |
|--|----|
| 3) Méthode d'identification des particules chargées..... | 77 |
|--|----|

|                                  |    |
|----------------------------------|----|
| 4) Limitations de détection..... | 77 |
|----------------------------------|----|

|                            |    |
|----------------------------|----|
| 5) Mesures effectuées..... | 78 |
|----------------------------|----|

|  |    |
|--|----|
| <u>II- Analyse des résultats expérimentaux</u> ..... | 79 |
|--|----|

|             |    |
|-------------|----|
| 1) But..... | 79 |
|-------------|----|

|                            |    |
|----------------------------|----|
| 2) Première tentative..... | 79 |
|----------------------------|----|

|  |    |
|--|----|
| 3) Analyse en tenseur des moments..... | 82 |
|--|----|

|                      |    |
|----------------------|----|
| a) Présentation..... | 83 |
|----------------------|----|

|                          |    |
|--------------------------|----|
| b) Premières études..... | 87 |
|--------------------------|----|

|                                 |    |
|---------------------------------|----|
| c) Etude des multiplicités..... | 90 |
|---------------------------------|----|

|   |    |
|---|----|
| d) Estimation de la section efficace relative des<br>évènements centraux..... | 94 |
|---|----|

|  |    |
|--|----|
| e) Etude des multiplicités de fragments de masse<br>intermédiaire..... | 95 |
|--|----|

|  |    |
|--|----|
| f) Etude de la distribution des charges totales<br>mesurées..... | 95 |
|--|----|

|   |    |
|---|----|
| g) Mise en évidence de la formation d'un noyau de<br>fusion incomplète..... | 97 |
|---|----|

|   |     |
|---|-----|
| h) Conclusion sur l'utilisation du tenseur des moments.....             | 98  |
| 4) Analyse en énergie d'excitation déposée dans le système.....         | 98  |
| a) Définitions.....   | 98  |
| b) Corrélations entre<br>l'énergie d'excitation et la multiplicité..... | 100 |
| c) Effet de seuil sur la détection des quasi-cibles.....                | 103 |
| <u>III- Conclusions et perspectives.....</u>                            | 105 |
| 1) Premières conclusions.....   | 105 |
| 2) Perspectives.....  | 105 |
| 3) Mise en évidence d'une transition de phase.....                      | 106 |
| <u>Références.....</u>  | 107 |

### Introduction.

Les réactions d'ions lourds ont été largement étudiées dans les domaines des basses énergies ( $< 20$  MeV/u) et des hautes énergies ( $> 100$  MeV/u). Les mécanismes des réactions observées dans la région des basses énergies, tels que la formation de noyaux composés et les collisions très inélastiques, sont régis par la prédominance des effets collectifs et des effets de champ moyen. Le domaine des hautes énergies est marqué par la prédominance des effets individuels ou à deux corps, où un nucléon n'est sensible qu'à ses plus proches voisins.

On s'attend donc, dans le domaine des énergies intermédiaires à un passage progressif des effets collectifs aux effets individuels, et notamment à l'existence d'une région d'énergie dans laquelle les deux effets sont présents. On peut espérer ainsi voir apparaître de nouveaux phénomènes.

Divers travaux expérimentaux [I.1] (voir également [I.2]) montrent que la production de fragments de masses moyennes augmente dans ce domaine d'énergie. Ceci est accompagné de la disparition d'un résidu de fusion [I.3, I.4] et d'une saturation de l'énergie thermique déposée dans le système [I.5] alors que l'énergie d'excitation augmente avec l'énergie incidente du projectile [I.4]. La production des fragments de masse moyenne a souvent été interprétée comme l'apparition d'un nouveau phénomène: la multifragmentation, ou l'explosion d'un noyau de fusion thermalisé. Certains groupes pensent cependant que cette production peut être due à un phénomène similaire à l'évaporation [I.6].

Les études qui ont été menées ici tentent de répondre aux questions suivantes:

- \* quels degrés de libertés se partagent la fraction de l'énergie d'excitation non thermalisée ?

- \* la production de fragments de masses intermédiaires est elle simultanée (multifragmentation) ou séquentielle (évaporation) ? Quelles

observables seraient capables de distinguer les deux mécanismes ?

\* un noyau composé thermalisé est-il encore formé même lorsqu'un résidu n'est plus détecté ?

Ces études ont été réalisées tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental. Pour les travaux théoriques, nous nous sommes limités à l'étude du phénomène d'explosion en tentant d'élaborer un modèle dont on pourrait comparer les résultats avec des données expérimentales. Ce "modèle" repose sur la connexion de deux modèles théoriques, l'un décrivant la phase dynamique de la collision jusqu'au seuil de l'explosion, l'autre décrivant la phase de fragmentation du système. L'analyse des données de l'expérience E92 réalisée au GANIL en mai 1987, qui étudie l'évolution des mécanismes de réaction pour le système Ar + Al de 25 à 85 MeV/u [1.7], constitue l'essentiel des travaux expérimentaux entrepris.

Pour l'instant, le lien entre ces deux études est simplement conceptuel. Nous ne présenterons donc aucune conclusion fondée sur une analyse comparée des résultats théoriques et expérimentaux obtenus jusqu'à présent.

PREMIERE PARTIE.

ETUDES THEORIQUES.

## Chapitre I.

### Limitation de l'énergie thermique dans les noyaux.

Divers travaux expérimentaux [T.1,T.2,T.3] et théoriques [T.4] montrent que l'énergie thermique (ou la température) que peut supporter un noyau semble saturer. La température limite mesurée, que ce soit par la mesure des spectres d'énergies des particules légères [T.5], où la température est alors donnée par l'inverse de la pente de ces spectres, ou par mesure des multiplicités de neutrons [T.6], où la température est déduite de l'énergie thermique mesurée par la relation  $E_{\text{ther}}/A = a T^2$  où "a" est le paramètre de densité de niveau, est d'environ 5 MeV pour les systèmes dont le projectile est l'argon. Or, l'énergie d'excitation déposée dans le noyau augmente avec l'énergie incidente du projectile. Aux énergies voisines de l'énergie de Fermi, l'excédent d'énergie non thermique est relativement grand. Sous quelle forme se trouve alors stockée cette énergie ? Nous allons passer en revue les différentes possibilités pour la réaction  $^{40}\text{Ar} + ^{50}\text{Ti}$  à 40 MeV/u.

Pour le noyau de fusion complète, de masse  $A=90$ , l'énergie d'excitation  $E^*/A$  est de 9.8 MeV. L'énergie thermique  $E_{\text{ther}}/A$  varie entre 2.1 MeV ( $a=A/12$ ) et 3.1 MeV ( $a=A/8$ ) pour une température de 5 MeV. Il reste donc entre 6.7 MeV et 7.7 MeV d'énergie non thermique.

#### Rotation :

$$(1) \quad \frac{E_{\text{Rot}}}{A} = \frac{5}{4} \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{M_N r_0^2 A^{8/3}} \text{ avec } r_0 = 1.2 \text{ fm}, \hbar \ell = \mu M_N V_p b \text{ et } \mu = \frac{A_p A_c}{A_p + A_c}$$

avec  $V_p$  : vitesse du projectile

$A_p$  : masse du projectile

$A_c$  : masse de la cible

$\mu$  : masse réduite du système projectile-cible

$M_N$  : masse d'un nucléon

$\ell$  : moment angulaire

$b$  : paramètre d'impact

$A$  : masse du noyau de fusion complète  $A = A_p + A_c$

Les paramètres d'impacts qui correspondent aux collisions centrales sont ceux pour lesquels la cible absorbe entièrement le projectile. Le paramètre d'impact maximum est donc la différence des rayons des deux noyaux initiaux, soit 0.3 fm.

| $b$ (fm) | $\ell$ ( $\hbar$ ) | $\frac{E_{\text{rot}}}{A}$ (MeV) |
|----------|--------------------|----------------------------------|
| 0        | 0                  | 0.00                             |
| 1        | 30                 | 0.21                             |
| 2        | 60                 | 0.81                             |
| 3        | 89                 | 1.80                             |
| 4        | 119                | 3.20                             |
| 5        | 149                | 5.00                             |
| 6        | 179                | 7.20                             |
| 7        | 209                | 8.80                             |

On constate que même pour des paramètres d'impact intermédiaires ( $b \simeq 2$  fm) l'énergie de rotation reste faible et ne permet pas de combler la différence constatée entre l'énergie d'excitation totale et l'énergie thermique. Par contre, plus le paramètre d'impact est grand, plus la proportion d'énergie de rotation est grande. L'énergie d'excitation se trouve essentiellement sous forme d'énergie de rotation pour les collisions les plus périphériques.

#### Modes de vibration [T.7]:

$$\text{monopolaire } \frac{E_{\text{Mon}}}{A} = 80 A^{-4/3} = 0.20 \text{ MeV} \quad (2)$$

(oscillations de petites amplitudes à 1 phonon)

$$\text{dipolaire } \frac{E_{\text{Dip}}}{A} = 77 A^{-4/3} = 0.19 \text{ MeV} \quad (3)$$

$$\text{quadrupolaire } \frac{E_{\text{Quad}}}{A} = 60 A^{-4/3} = 0.15 \text{ MeV} \quad (4)$$

Compression [T.8]:

(5) 
$$\frac{E_{\text{comp}}}{A} = \frac{1}{2} \frac{K_{\infty}}{9 \rho_0^2} (\rho - \rho_0)^2$$
 où  $K_{\infty}$  est le module de compressibilité de la matière nucléaire infinie et  $\rho_0$  la densité à la saturation et  $\rho$  la densité moyenne du noyau.

| $\rho/\rho_0$<br>ou<br>$K_{\infty}$ (MeV) | 1.2<br>ou<br>0.8 | 1.4<br>ou<br>0.6 | 1.6<br>ou<br>0.4 | 1.8<br>ou<br>0.2 |
|---|------------------|------------------|------------------|------------------|
| 100                                       | 0.2              | 0.9              | 2.0              | 3.6              |
| 200                                       | 0.4              | 1.8              | 4.0              | 7.1              |
| 300                                       | 0.7              | 2.7              | 6.0              | 10.7             |
| 400                                       | 0.9              | 3.6              | 8.0              | 14.2             |

Ce petit inventaire nous indique que seule l'énergie de compression (ou de dilatation) est en mesure de combler la différence entre l'énergie thermique et l'énergie d'excitation déposée pour les collisions centrales ( $b \lesssim 2$  fm). Cela implique que le système formé atteint des régions de basses densités. Quel est le comportement de la matière nucléaire dans ces régions ? L'étude qui va suivre tentera de répondre à cette question.



## Chapitre II.

### Spinodale et instabilités.

#### 1) Etude préliminaire.

##### a) Equation d'état de la matière nucléaire infinie.

La courbe de l'équation d'état de la matière nucléaire infinie (fig. T-1) traduisant l'évolution de la pression en fonction de la densité peut, dans une première approche, nous indiquer le comportement du noyau lorsqu'il est très comprimé ou très dilué. L'interaction coulombienne est négligée.

Ce diagramme comporte trois zones:

- \* La première correspond à des zones de hautes pressions. Le système qui tend à annuler sa pression pour atteindre l'équilibre se détend en se dilatant.

- \* La deuxième région est une zone dans laquelle le système est soumis à une pression négative et est légèrement dilué. La ligne pointillée est la ligne de coexistence liquide-gaz. S'il apparaît des zones de faible densités dans la phase liquide (bulles) ou des zones de hautes densités dans la phase vapeur (gouttes), le système en entier est modifié.

- \* La troisième zone, hachurée sur le diagramme, est appelée région spinodale. Elle correspond à des valeurs basses de la densité. Ici le système est instable mécaniquement par rapport à de petites fluctuations de la densité et peut exploser si ces fluctuations ont le même ordre de grandeur que la valeur moyenne de la densité [T.9,T.10]. La ligne qui sépare cette zone de la deuxième est dite ligne spinodale.

Pour parler en terme de compressibilité, proportionnelle à la dérivée de la pression par rapport à la densité, les deux premières zones correspondent à une région de compressibilité positive où la matière nucléaire est stable vis à vis de petites perturbations. La région spinodale correspond à une valeur négative de la compressibilité. La ligne

# Schematic Equation of State

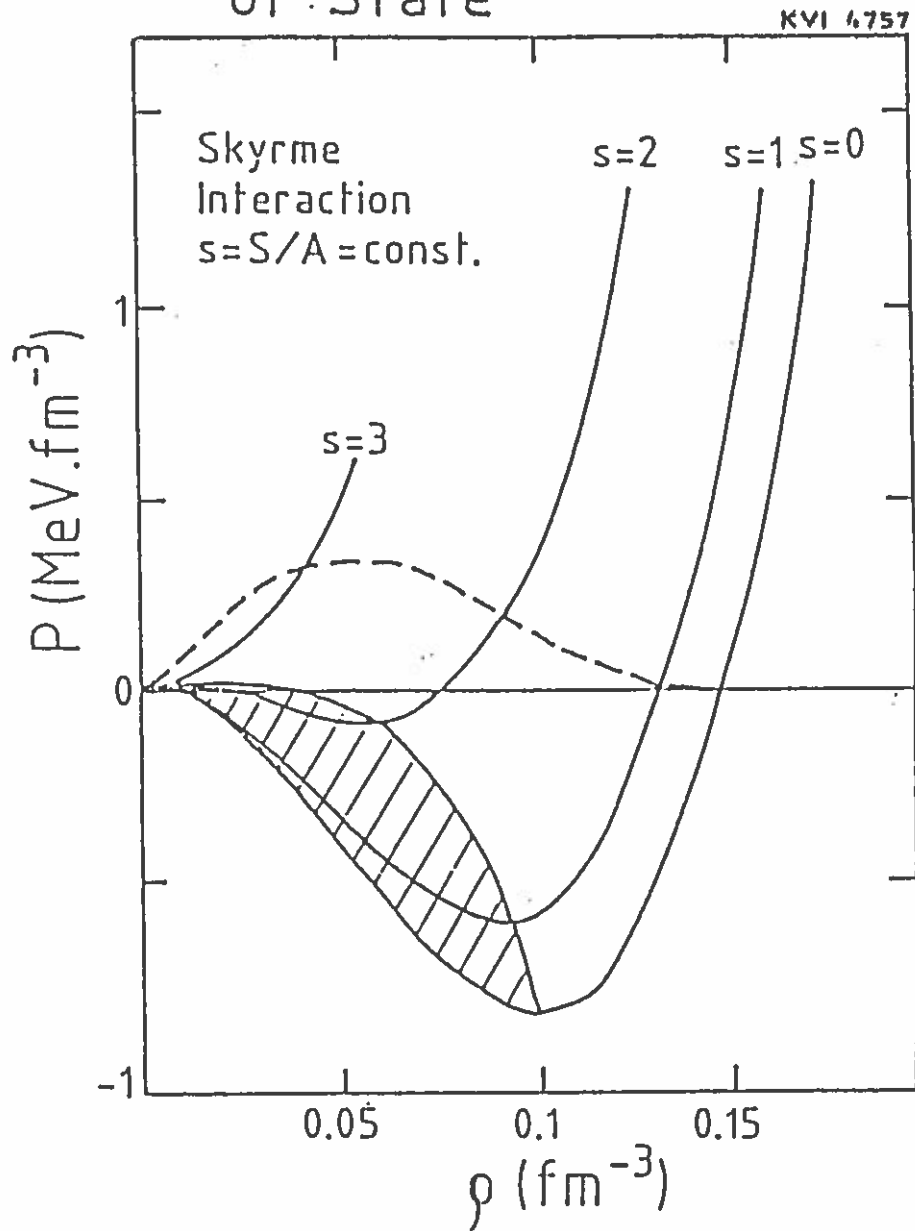


Figure T-1: Equation d'état schématique la matière nucléaire infinie. La densité est en abscisse et la pression en ordonnée. La zone hachurée représente la zone spinodale. La ligne de coexistence liquide-gaz est en pointillé.

spinodale est en fait constituée des points pour lesquels la compressibilité est nulle.

Le comportement attendu de la matière nucléaire infinie est le suivant: si le système est comprimé ou faiblement dilué, il oscillera autour de sa position d'équilibre. S'il pénètre dans la région spinodale, il sera soumis à un régime d'instabilité qui à terme le disloquera: il y aura fragmentation du système.

Ces premières conclusions sont à nuancer, car l'explosion du système ne se produit pas instantanément. Il faut un certain temps  $\tau_s$  pour que de petites fluctuations grandissent et deviennent de l'ordre de grandeur de la valeur moyenne de la densité. Si le temps de transit du système dans cette région est plus court que ce temps  $\tau_s$ , les instabilités n'auront pas eu le temps de grandir, et le système se restabilisera. Le temps  $\tau_s$  est lié au taux de croissance des instabilités qui dépend de la vitesse du son dans le milieu [T.9].

Pour les noyaux, il faudra tenir compte des effets de surface et de l'interaction coulombienne. Cette dernière tendra à amplifier le développement des instabilités car elle est répulsive entre les protons et de plus grande portée que l'interaction forte. Au contraire, les effets de surface auront tendance à confiner le système et donc à atténuer le développement des instabilités. Il faut tenir compte de l'importance relative de ces deux effets contraires pour déterminer si le système fragmente ou ne fragmente pas.

Nous avons procédé à deux types d'études. La première concerne l'évolution du système en terme d'équation d'état à l'aide des équations hydrodynamiques dans lesquelles l'interaction coulombienne et l'énergie de surface ne sont pas pris en compte. La seconde utilise un modèle qui décrit la dynamique de collision entre deux ions lourds d'une manière plus réaliste, dans laquelle l'interaction coulombienne et les effets de taille finie sont présents.

### b) Etude des modes hydrodynamiques.

Une étude des oscillations hydrodynamiques d'un noyau va nous permettre de savoir sous quelles conditions ces zones d'instabilité peuvent être atteintes. Le mode hydrodynamique monopolaire (mode de respiration) permet d'atteindre de telles régions. Nous nous limiterons donc à l'étude des oscillations monopolaires du noyau.

Les équations hydrodynamiques qui décrivent ce mode sont bien connues. Une étude de ce type a été faite par J.Cugnon [T.11] dans laquelle sont décrites les oscillations isentropiques du noyau. L'hypothèse de l'isentropie des oscillations se trouve justifiée par des calculs de type cascade à haute énergie qui montrent que l'entropie ne varie plus lorsque le système commence à se dilater [T.12]. Les zones de basses densités sont atteintes pour des valeurs initiales de la densité de l'ordre de  $1.25 \rho_0$ ,  $\rho_0$  étant la densité à l'équilibre. En supposant une forme parabolique de l'énergie de compression, et pour une valeur de la compressibilité  $K_{\infty} = 200$  MeV, cela correspond à une énergie de compression de 0.7 MeV par nucléon. En considérant que l'énergie thermique est de 2.5 MeV par nucléon, cela correspond à une énergie d'excitation d'environ 3.2 MeV par nucléon. Mais divers phénomènes peuvent atténuer ces oscillations et donc rendre plus difficile l'accès aux régions de basses densités. Nous avons étudié l'influence de deux de ces phénomènes: l'évaporation, qui est un mode de désexcitation des noyaux chauds d'autant plus rapide que la température est élevée, et les amortissements dus à l'échappement quantique et aux couplages aux autres modes hydrodynamiques. Ces effets étant dissipatifs et ne conservant donc pas l'entropie, nous étudierons les oscillations isothermes du noyau dans un premier paragraphe. L'étude des oscillations isentropiques sera faite dans un deuxième paragraphe. Nous présenterons ensuite une comparaison de ces deux calculs.

#### b.1) Etude des oscillations isothermes.

Pour l'étude des oscillations isothermes, nous utiliserons la

paramétrisation suivante de l'énergie du noyau :

$$(6) \quad E = E_{\text{Liaison}} + E_{\text{Thermique}} + E_{\text{Compression}} + E_{\text{Cinétique}}$$

avec  $E_{\text{Liaison}} = A \times W$  où A est le nombre de nucléon  
et W est l'énergie de liaison par  
nucléon

$$E_{\text{Thermique}} = A \frac{T^2}{\varepsilon}$$

Où T est la température du noyau et  $\varepsilon$  l'inverse du paramètre de densité de niveau. Le paramètre  $\varepsilon$  est proportionnel au niveau de Fermi qui lui même est proportionnel à  $\rho^{2/3}$ , où  $\rho$  est la densité moyenne. Nous utilisons donc la paramétrisation suivante pour  $\varepsilon$ :  $\varepsilon = \beta \rho^{2/3}$ . Le paramètre  $\beta$  est calculé de manière à ce que  $\varepsilon$  soit égal à 10 MeV pour la densité normale  $\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$ . La valeur de  $\beta$  est donc  $35.4 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^2$ . L'énergie thermique est donc paramétrisée comme suit:

$$E_{\text{Thermique}} = A \frac{T^2}{\beta \rho^{2/3}}$$

On suppose une forme parabolique de l'énergie de compression [T.8]:

$$E_{\text{Compression}} = \frac{K \times A \times (\rho - \rho_0)^2}{18 \times \rho_0^2} \quad \text{où K est le module de compressibilité.}$$

Comme nous étudions les modes monopolaires du noyau, l'énergie cinétique considérée est l'énergie cinétique d'expansion ou de recompression du noyau. Elle est donnée par la relation:

$$E_{\text{Cinétique}} = \frac{1}{2} \times B \times \dot{\rho}^2 \quad \text{où B est l'inertie hydrodynamique monopolaire du noyau}$$

B a pour expression, d'après la référence [T.11]:

$$(7) \quad B = \frac{M_N}{15} \times \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{2/3} \times \frac{A^{5/3}}{\rho^{8/3}} \quad \text{où } M_N \text{ est la masse d'un nucléon.}$$

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$(8) \quad \frac{dE}{dt} = \frac{dE_{\text{evap}}}{dt} + \frac{dE_{\text{amort}}}{dt}$$

Ce qui nous conduit à l'équation suivante:

$$(9) \quad \dot{A} \left\{ \frac{T^2}{\beta \rho^{2/3}} + W + \frac{K}{18 \rho_0^2} (\rho - \rho_0)^2 + \frac{5}{6} \frac{B}{A} \dot{\rho}^2 \right\} + B \dot{\rho} \ddot{\rho} - \frac{4}{3} \frac{\dot{\rho}^3}{\rho} B + \frac{K A}{9 \rho_0^2} (\rho - \rho_0) \dot{\rho} \\ - \frac{2}{3} A \frac{T^2}{\beta \rho^{5/3}} \dot{\rho} \\ = \frac{dE_{\text{evap}}}{dt} + \frac{dE_{\text{amort}}}{dt}$$

On peut estimer que l'énergie emportée par les particules évaporées est égale au terme  $\dot{A} \left\{ \frac{T^2}{\beta \rho^{2/3}} + W + \frac{K}{18 \rho_0^2} (\rho - \rho_0)^2 + \frac{5}{6} \frac{B}{A} \dot{\rho}^2 \right\}$  de cette équation. En effet, ce terme correspond à de l'énergie thermique, de liaison, de compression et d'expansion emportée par les particules évaporées.

La perte d'énergie due aux amortissements peut être paramétrisée par:

$$(10) \quad \frac{dE_{\text{amort}}}{dt} = \frac{dE_{\text{coup}}}{dt} = - \gamma \dot{\rho}^2 \quad \text{où } \gamma \text{ est un paramètre d'amortissement.}$$

L'équation des oscillations amorties s'écrit donc:

$$(11) \quad \ddot{\rho} - \frac{4}{3} \frac{\dot{\rho}^2}{\rho} + \gamma \dot{\rho} - \frac{2}{3} A \frac{T^2}{\beta \rho^{5/3} B} + \frac{K A}{9 \rho_0^2 B} (\rho - \rho_0) = 0$$

Pour des oscillations de faibles amplitudes, si on ne tient pas compte des amortissements, la fréquence des oscillations est alors donnée par:

$$(12) \quad \omega^2 = \frac{K A}{9 \rho_0^2 B}$$

En présence des amortissements, la fréquence des oscillations devient:

$$\omega'^2 = \omega^2 - \frac{\gamma^2}{4}$$

Le taux de perte d'énergie due aux amortissements, considéré constant, est donc donné par:

$$\Gamma = \frac{\gamma^2}{\omega'^2} = \frac{\gamma^2}{\omega^2 - \frac{\gamma^2}{4}}$$

Le paramètre  $\gamma$  peut donc s'écrire comme suit [T.13]:

$$(13) \quad \gamma^2 = \frac{\Gamma \omega^2}{\left(1 + \frac{\Gamma}{4}\right)}$$

$\Gamma$  correspond en fait au taux d'énergie monopolaire perdue par échappement quantique [T.14,T.15] et par couplage aux autres modes de vibration. La valeur de  $\Gamma$  peut être déduite expérimentalement. La valeur admise est  $\Gamma = 0.27$  [T.13].

Pour de petites oscillations,  $B$  et  $\rho$  sont à peu près constants. On a alors  $\hbar\omega \simeq 100 A^{-1/3}$  MeV pour  $K_{\infty} = 200$  MeV et  $\rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$ , ce qui surestime de 20% les énergies connues associées aux modes monopolaires [T.7].

En ce qui concerne l'évaporation, nous avons choisi le modèle simple décrit dans la référence [T.13]:

$$(14) \quad \dot{A} = -\alpha T^2 e^{-\frac{W}{T}} \quad \text{avec } \alpha = \frac{2 M_N}{\pi \hbar^3} \left( \frac{3 A}{4\pi \rho} \right)^{2/3}$$

Le paramètre  $\alpha$  est proportionnel au rayon carré du système et donc à sa surface. L'évaporation est d'autant plus grande que le système est dilué.

Nous avons un système de deux équations différentielles à deux variables couplées. La résolution de ce système est réalisée numériquement par la méthode Runge-Kutta [T.16]. Les résultats sont présentés sur la figure T-2. La température a été prise égale à 5 MeV [T.1,T.4] qui est la valeur limite de température mesurée expérimentalement (cf I).

Sur la figure T-2.a, les valeurs de compression nécessaires pour atteindre la zone d'instabilité est plus élevée que dans la référence [T.11]. Ceci est dû à l'hypothèse d'oscillations isothermes (voir b.3) ).

Si on regarde maintenant l'effet de l'évaporation (fig. T-2.b), on constate que la différence est imperceptible par rapport à la figure précédente. On voit par contre sur la figure T-2.c que l'effet des amortissements modes est important et qu'il est alors nécessaire de comprimer plus fortement le noyau pour atteindre la zone d'instabilités (fig. T-3,  $\rho = 2.00 \rho_0$  pour  $\Gamma = 0.27$ ). La figure T-2.d montre l'évolution de la densité du noyau en tenant compte de l'évaporation et des amortissements. Là encore on constate que l'influence de l'évaporation est négligeable.

Cet effet était en fait prévisible. En regardant la figure T-4 qui montre l'évolution du temps moyen d'émission  $\tau$  d'un nucléon en fonction de la température du noyau, on s'aperçoit que ces temps sont au pire, à 5 MeV de température, comparables à une demi-période d'oscillation, ces temps devenant très grands pour des températures plus basses. La masse du noyau change donc très peu au cours de cette demi-oscillation, et l'énergie emportée par la particule évaporée est alors très faible. Or le noyau atteint les zones d'instabilités justement au cours de cette première demi-oscillation. On note que les temps obtenus par ce calcul sont comparables à ceux de la référence [T.17]. Le tableau suivant nous donne la valeur de ce temps  $\tau$  en fonction de la température.



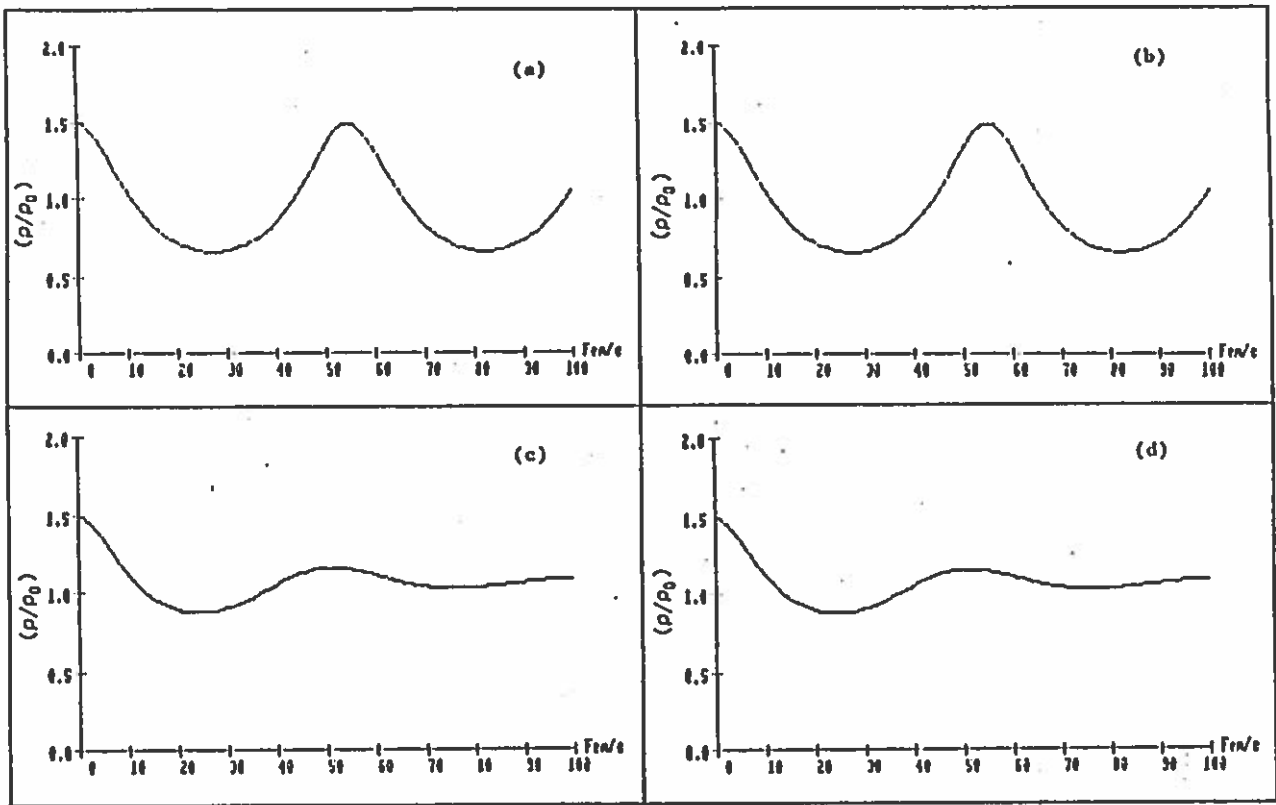


Figure T-2: Evolutions isothermes de la densité relative en en fonction du temps. L'évaporation n'est pas prise en compte pour (a) et (c). Les couplages sont pris en compte en (c) et (d). La masse du système est  $A=100$ , la compression initiale est de  $1.5 \rho_0$ , la température est  $T=5 \text{ MeV}$  et le paramètre de couplage  $\Gamma$  est pris égal à 0.27.

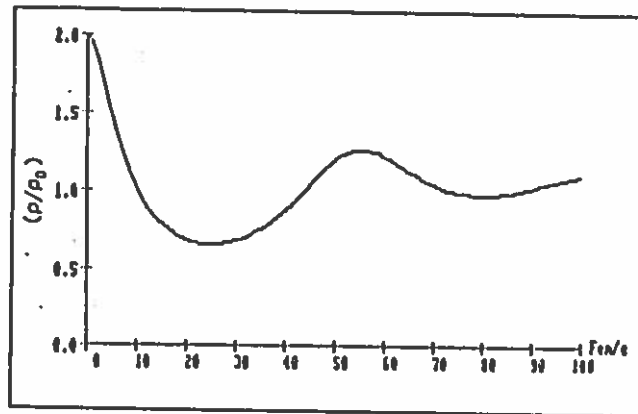


Figure T-3: Variations isothermes de la densité relative en fonction du temps. Lorsque les couplages sont pris en compte, la compression initiale doit être plus forte pour atteindre la spinodale. Elle est ici de  $2.0 \rho_0$  pour  $\Gamma=0.27$ .

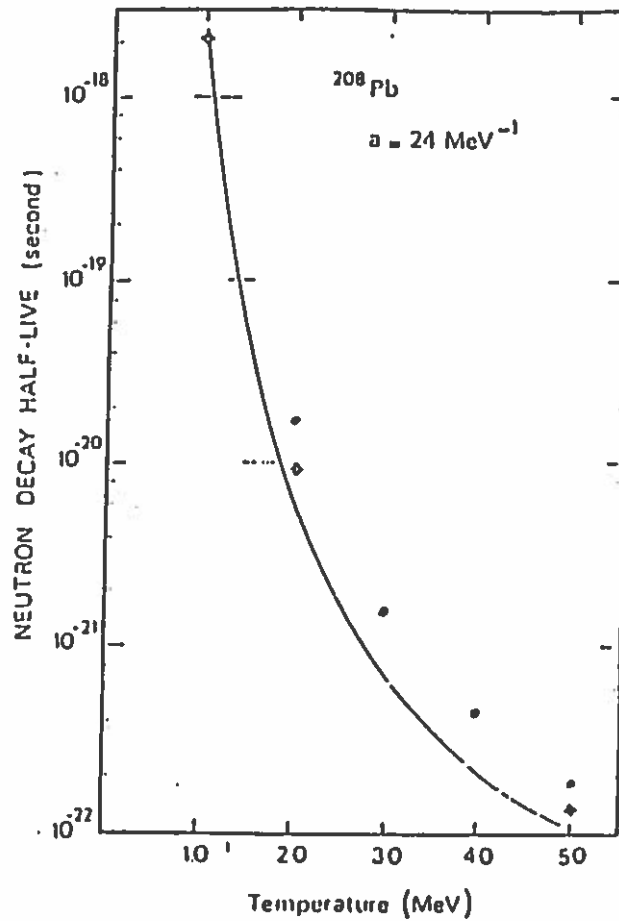


Figure T-4: Temps moyen d'émission d'un nucléon en fonction de la température [T.17]. Les points noirs sont issus du calcul dans le cadre de notre modèle simplifié.

| Température (MeV) | 5                      | 4                      | 3                      | 2                      |
|-------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| $\tau$ (fm/c)     | 82                     | 187                    | 616                    | 5120                   |
| $\tau$ (s)        | $2.74 \times 10^{-22}$ | $6.24 \times 10^{-22}$ | $2.06 \times 10^{-21}$ | $1.71 \times 10^{-20}$ |

### b.2) Etude des oscillations isentropiques.

On peut également décrire les oscillation hydrodynamiques isentropiques dans le cadre de notre modèle simplifié. Le système d'équations est le suivant:

$$(15) \quad \frac{dE_{cin}}{dt} + \frac{dE_{int}}{dt} = 0$$

$$\text{avec } E_{cin} = \frac{1}{2} B \dot{\rho}^2$$

$$E_{int} = A W + A \frac{T^2}{\beta \rho^{2/3}} + \frac{K A (\rho - \rho_0)^2}{18 \rho_0^2}$$

$$(16) \quad dE_{int} = \delta Q + \delta W = - p dV = - \frac{p A}{\rho^2} d\rho$$

$$(17) \quad dS = \frac{\delta Q}{T} = 0$$

$$(18) \quad \delta Q = C_V dT + l dV \quad \text{avec } l = T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)$$

Ces équations conduisent à l'équation d'oscillation suivante:

$$(19) \quad \ddot{\rho} - \frac{4}{3} \frac{\dot{\rho}^2}{\rho} = - p \frac{A}{B \rho^2}$$

Il nous faut donc calculer la valeur de la pression  $p$  ainsi que la variation de  $T$  avec  $\rho$  pour une oscillation isentropique. La dérivation de l'équation (16) conduit à:

$$(20) \quad C_V dT + (p-1) \frac{A}{\rho^2} d\rho = \frac{2 A T}{\beta \rho^{2/3}} dT + \left( \frac{K \rho^2}{9 \rho_0^2} (\rho - \rho_0) - \frac{2}{3} \frac{T^2}{\beta} \rho^{1/3} \right) d\rho$$

Nous en déduisons donc:

$$(21) \quad C_v = \frac{2 A T}{\beta \rho^{2/3}}$$

$$(22) \quad p - T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right) = \frac{K \rho^2}{9 \rho_0^2} (\rho - \rho_0) - \frac{2}{3} \frac{T^2}{\beta} \rho^{1/3}$$

En redérivant (22) par rapport à T, nous obtenons:

$$(23) \quad \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right) - \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right) - T \left( \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right) = - \frac{4}{3} \frac{T \rho^{1/3}}{\beta} \Rightarrow \left( \frac{\partial^2 p}{\partial T^2} \right) = \frac{4}{3} \frac{\rho^{1/3}}{\beta}$$

Après intégration de cette équation, nous obtenons l'expression de la pression p:

$$(24) \quad p = \frac{2}{3} \frac{\rho^{1/3} T^2}{\beta} + \frac{K \rho^2}{9 \rho_0^2} (\rho - \rho_0)$$

Nous pouvons ici calculer l'expression de l'entropie S à l'aide des équations (17) et (18):

$$(25) \quad \begin{cases} \frac{dS}{dT} = \frac{C_v}{T} = \frac{2 A}{\beta \rho^{2/3}} \\ \frac{dS}{d\rho} = \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right) \frac{A}{\rho^2} = - \frac{4}{3} \frac{A T}{\beta \rho^{5/3}} \end{cases}$$

après intégration de ce système d'équation, nous obtenons:

$$(26) \quad \frac{S}{A} = \frac{2 T}{\beta \rho^{2/3}} \quad \text{avec } S=0 \text{ pour } T=0 \text{ MeV.}$$

La variation de T avec  $\rho$  s'écrit donc:

$$(27) \quad dT = \frac{2 T}{3 \rho_0} d\rho$$

Nous résolvons donc le système d'équations suivant:

$$(28) \quad \begin{cases} \ddot{\rho} - \frac{4}{3} \frac{\dot{\rho}^2}{\rho} = -p \frac{A}{B \rho^2} \\ \dot{T} = \frac{2}{3} \frac{T}{\rho} \dot{\rho} \end{cases}$$

La résolution numérique se fait par un algorithme de type Runge-Kutta. Les résultats sont présentés sur la figure T-5. On remarque que ces résultats sont comparables à ceux de la référence [T.11].

### b.3) Comparaison et conclusions.

Lorsque nous supposons que les oscillations sont isothermes, nous avons vu en b.1) qu'il est nécessaire de comprimer plus fortement le noyau pour atteindre la région spinodale que dans la référence [T.11]. Ceci est aussi vrai pour les calculs effectués dans le cadre de notre modèle simplifié. Quelle est la raison de cette différence ?

Pour garder une température constante lorsque le noyau se dilate, l'énergie thermique doit augmenter. Elle puise pour cela dans l'énergie de compression qui peut être alors considéré comme un réservoir d'énergie thermique. La compression initiale nécessaire pour atteindre la région spinodale doit donc être plus forte, une grande partie de l'énergie de compression étant convertie en énergie thermique. Lors de la recompression, le transfert inverse se produit, l'énergie de compression absorbant le surplus d'énergie thermique produite afin de garder une température constante. Pour un calcul isentropique, l'énergie thermique joue le rôle de réservoir d'énergie de compression. Une grande partie de cette énergie est convertie en énergie de compression pendant la dilatation. L'accès aux régions de basses densités est donc plus facile, la compression initiale devant être moins grande. Le tableau suivant montre les compressions initiales nécessaires pour atteindre la région spinodale ( $\rho = 0.67 \rho_0$ ) pour des oscillations isothermes et isentropiques. L'énergie cinétique est nulle à l'instant initial et à l'instant final.

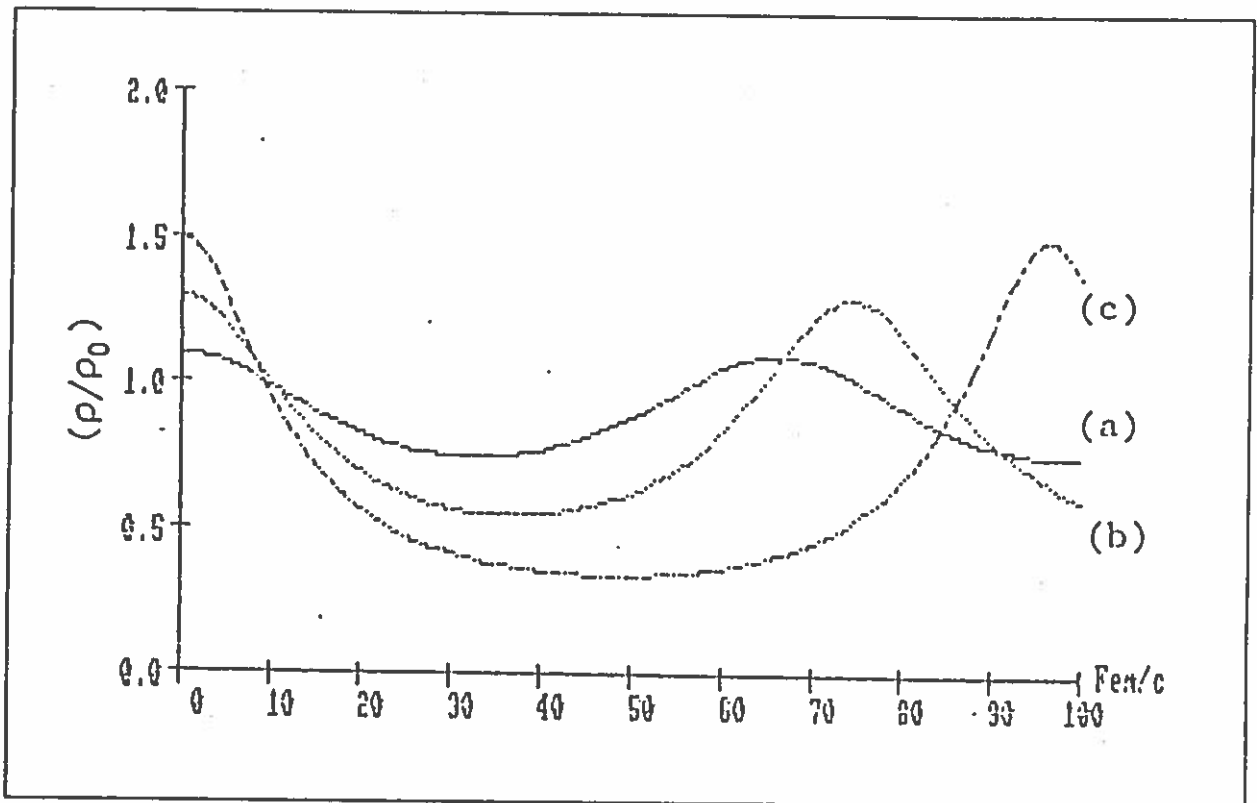


Figure T-5: Evolutions isentropiques de la densité dans le cadre du modèle simplifié. L'entropie  $S/A$  est égale à 1. Les compressions initiales choisies sont  $1.1 \rho_0$  (a),  $1.3 \rho_0$  (b) et  $1.5 \rho_0$  (c).

| dS=0 |                      |                                   |                   | dT=0    |                      |                                   |
|------|----------------------|-----------------------------------|-------------------|---------|----------------------|-----------------------------------|
| S/A  | (E/A) <sub>spi</sub> | ( $\rho/\rho_0$ ) <sub>init</sub> | T <sub>init</sub> | T       | (E/A) <sub>spi</sub> | ( $\rho/\rho_0$ ) <sub>init</sub> |
| 0.6  | 1.9 MeV              | 1.28                              | 3.5 MeV           | 3.5 MeV | 2.8 MeV              | 1.40                              |
| 0.8  | 2.4 MeV              | 1.22                              | 4.6 MeV           | 4.6 MeV | 4.0 MeV              | 1.46                              |
| 1.0  | 3.1 MeV              | 1.17                              | 5.5 MeV           | 5.5 MeV | 5.3 MeV              | 1.52                              |

(E/A)<sub>spi</sub> représente l'énergie d'excitation, qui est la somme de l'énergie thermique et de l'énergie de compression ( $K=200$  MeV), que doit posséder le système pour atteindre la ligne spinodale. Cette énergie représente en quelque sorte un seuil de fragmentation.

Si on néglige les amortissements du mode monopolaire, l'étude des oscillations isentropiques faite dans la référence [T.11] reste valable, l'évaporation étant négligeable.

Si cette étude nous permet de savoir si oui ou non la zone d'instabilité est atteinte, elle ne nous dit pas ce qu'il advient du noyau s'il y reste un longtemps. Les études de la référence [T.11] montrent que si on attend un temps assez long, le noyau finit par se recomprimer après avoir séjourné dans la zone d'instabilités pendant environ 90 fm/c pour  $S/A=1$  et  $\rho/\rho_0 = 1.25$ . Si nous n'avons aucune estimation du temps  $\tau_s$ , il est impossible de dire s'il y a fragmentation ou non. Il faut ensuite noter que notre paramétrisation de l'énergie du noyau ne tient pas compte des effets de surface et de l'interaction coulombienne. Un dernier point est que la préparation d'un système sphérique thermalisé à une certaine densité moyenne n'est pas forcément très réaliste, et que la collision entre deux ions lourds peut conduire à la formation de systèmes très déformés et dont l'énergie est loin d'être thermalisée. Il est donc nécessaire, pour avoir une meilleure vue des choses, d'utiliser un modèle qui permet de décrire la collision entre deux noyaux.

## 2) Simulations Landau-Vlasov pour les collisions entre noyaux.

Les limitations du modèle hydrodynamique ont imposé l'emploi d'un modèle décrivant de manière plus réaliste la réaction entre deux ions

lourds. Le modèle employé est celui dit de "Landau-Vlasov" (noté L.V.) développé principalement par C.Grégoire pour le GANIL, en collaboration avec l'Université de Nantes [T.18]. Tous les modèles qui existent [T.18,T.19,T.20] consistent en la résolution de l'équation de Landau-Vlasov, encore appelée équation de Vlasov-Uehling-Uhlenbeck (V.U.U.), ou de Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (B.U.U) et calculent la fonction de distribution à un corps. Les méthodes employées pour résoudre cette équation dans les références [T.19,T.20] se basent sur des calculs de type cascade [T.21].

#### a) Courte présentation du modèle.

La méthode de résolution utilisée dans le modèle L.V. est dite "pseudo-particulaire". L'évolution de la distribution à un corps  $f(\vec{R}, \vec{P}, t)$  est régie par l'équation de Vlasov à laquelle on adjoint un terme de collision. Ce terme est celui de Uehling-Uhlenbeck. On obtient ainsi l'équation de Landau-Vlasov:

$$(29) \quad \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{P}}{m} \vec{\nabla}_R f - \vec{\nabla}_R U \vec{\nabla}_P f = I_{\text{coll}}[f]$$

Le terme de collision  $I_{\text{coll}}[f]$  s'écrit:

$$(30) \quad I_{\text{coll}}[f] = \frac{g}{4 m^2} \frac{1}{\pi^3 \hbar^3} \int d\vec{P}_2 d\vec{P}_3 d\vec{P}_4 \delta(\vec{P} + \vec{P}_2 - \vec{P}_3 - \vec{P}_4) \delta(P^2 + P_2^2 - P_3^2 - P_4^2) \frac{d\sigma_{eff}}{d\Omega} \left\{ (1 - \bar{f}_2) (1 - \bar{f}) f_3 f_4 - f f_2 (1 - \bar{f}_3) (1 - \bar{f}_4) \right\}$$

où  $g$  : facteur de dégénérescence spin-isospin d'un nucléon

$m$  : masse d'un nucléon

$f_i$  : nombre d'occupation

$\bar{f}_i = \frac{h^3}{g} f_i$  : probabilité d'occupation



$\frac{d\sigma_{\text{eff}}}{d\Omega}$  : section efficace effective de l'interaction nucléon-nucléon dans le milieu

$\vec{P}_i$  : moment de la particule  $i$

$U$  : potentiel

Les fonctions  $\delta$  du terme de collision assurent la conservation de l'impulsion et de l'énergie des deux pseudo-particules qui collisionnent. Le dernier facteur de cette intégrale rend compte du blocage de Pauli.

Pour résoudre cette équation, on projette la distribution à un corps  $f(\vec{R}, \vec{P}, t)$  sur une base de fonctions propres non stationnaires de l'équation de Vlasov. Les fonctions gaussiennes dont l'expression est  $g_\nu(\vec{R}, \vec{P}) = e^{-\frac{(\vec{R}-\vec{R}_\nu)^2}{2\sigma_R^2}} e^{-\frac{(\vec{P}-\vec{P}_\nu)^2}{2\sigma_P^2}}$  sont des solutions particulières de l'équation de Vlasov.  $f(\vec{R}, \vec{P}, t)$  sera déterminée sous la forme suivante:

$$(31) \quad f(\vec{R}, \vec{P}, t) = \int \lambda_\nu g_\nu(\vec{R}, \vec{P}, t) d\nu$$

La distribution à un corps ainsi projetée est en fait la transformée de Wigner de la densité à un corps  $\rho(\vec{R}, \vec{P}, t)$ . Les fonctions gaussiennes  $g_\nu(\vec{R}, \vec{P}, t)$  présentent l'avantage d'être très facilement utilisables dans des programmes de simulation. Cette base sera donc utilisée. Pour obtenir un échantillonnage correct de l'espace des phases, il faudrait utiliser une base complète, c'est à dire un nombre infini de gaussiennes. Nous sommes malheureusement limités par les capacités des calculateurs. La distribution à un corps  $f(\vec{R}, \vec{P}, t)$  est donc projetée sur une base réduite de gaussiennes. Soit  $N_G$  le nombre de gaussiennes choisi, la distribution à un corps s'écrit:

$$(32) \quad f(\vec{R}, \vec{P}, t) = \sum_{i=1}^{N_G} \lambda_i g_i(\vec{R}, \vec{P}, t)$$

Les coefficients  $\lambda_i$  sont tous pris égaux et sont déterminés de manière à ce que l'intégrale de  $f(\vec{R}, \vec{P}, t)$  sur tout l'espace de phase soit égale à la masse du système. La valeur  $\lambda$  obtenue est en fait un facteur de

normalisation. L'évolution des centroïdes des gaussiennes est dirigée par les équations de Hamilton [T.22]:

$$(33) \quad \begin{cases} \frac{d\vec{R}_i}{dt} = \frac{\vec{P}_i}{m} \\ \frac{d\vec{P}_i}{dt} = -\langle \vec{\nabla}_i U \rangle_i \end{cases}$$

Ces équations sont très proches des équations classiques qui régissent les mouvements de particules dans un champ moyen généré par l'ensemble de ces particules. Les centroïdes des fonctions gaussiennes peuvent donc être assimilés à des particules. Cette solution est en fait une solution particulière de l'équation de Vlasov.

Dans l'espace des positions, la densité à un corps est alors donnée par:

$$(34) \quad \rho(\vec{R}, t) = \int f(\vec{R}, \vec{P}, t) d^3\vec{P}$$

La fonction du terme de collision est de maximiser l'entropie et donc de thermaliser le système. Il permet de rétablir des interactions à deux corps absentes de l'équation de Vlasov. Il est simulé par des collisions à deux corps en tenant compte du blocage de Pauli et en utilisant une section efficace d'interaction dépendante du milieu. Les fonctions  $\delta$  assurent la conservation de l'impulsion et de l'énergie des deux gaussiennes qui collisionnent. L'algorithme utilisé pour calculer l'évolution de ces pseudo-particules est du type "saut de mouton" [T.16], c'est à dire que les positions et les impulsions sont calculées avec un décalage en temps. Elles sont déterminées par les équations suivantes:

$$(35) \quad \begin{cases} \vec{P}(t+\delta t) = \vec{P}(t) - \delta t \langle \vec{\nabla} U(\vec{R}, t + \frac{\delta t}{2}) \rangle \\ \vec{R}(t + \frac{\delta t}{2}) = \vec{R}(t - \frac{\delta t}{2}) + \delta t \frac{\vec{P}(t)}{m} \end{cases}$$

où  $\delta t$  est l'intervalle de temps qui sépare deux itérations successives.

Le calcul des différentes observables est relativement simple en théorie. Pour calculer la valeur moyenne d'une observable A, on utilise la relation suivante, identique à celle de la mécanique statistique classique:

$$(36) \quad \langle A \rangle = \frac{1}{(2 \pi \hbar)^3} \int A f(\vec{R}, \vec{P}, t) d^3\vec{R} d^3\vec{P}$$

Après projection de  $f(\vec{R}, \vec{P}, t)$  sur la base réduite des  $N_G$  gaussiennes, nous obtenons:

$$(37) \quad \langle A \rangle = \sum_{i=1}^{N_G} \lambda \int A g_i(\vec{R}, \vec{P}, t) d^3\vec{R} d^3\vec{P} = \lambda \sum_{i=1}^{N_G} \langle A \rangle_i$$

où  $\langle A \rangle_i$  représente la valeur moyenne de A sur la gaussienne  $g_i(\vec{R}, \vec{P}, t)$ .

#### b) Observations qualitatives préliminaires.

Nous avons simulé la collision  $^{40}\text{Ar} + ^{50}\text{Ti}$  à 20 MeV/A et à 44 MeV/A pour des paramètres d'impact nuls ( $b = 0$  fm) afin de mettre en évidence un changement éventuel du mécanisme de réaction entre ces deux énergies.

A 20 MeV/u (fig. T-6) on constate que les deux noyaux fusionnent. La valeur maximale de la densité est  $\rho = 1.2 \rho_0$ . Le système oscille ensuite autour de sa position d'équilibre (fig. T-8) et se stabilise. Le mécanisme observé est donc le suivant: il y a formation d'un noyau composé qui de désexcite ensuite par un processus semblable à l'évaporation.

A 44 MeV/u (fig. T-7), un noyau de fusion est aussi formé. La densité maximale atteinte est de  $\rho = 1.3 \rho_0$ . La densité moyenne du système diminue ensuite rapidement pendant qu'il se dilate pour atteindre des régions de basses densités ( $\rho/\rho_0 = 0.4$ ) et semble y rester (fig. T-8), la densité moyenne n'excédant jamais  $0.7 \rho_0$ . Sur la figure T-7, des points d'accumulation de la densité à un corps apparaissent lorsque le système réside dans ces régions de faibles densités. Ils sont dus au fait que les fonctions gaussiennes sont en nombre fini ce qui entraîne un échantillonnage imparfait de l'espace des phases. Ceci rétablit d'une

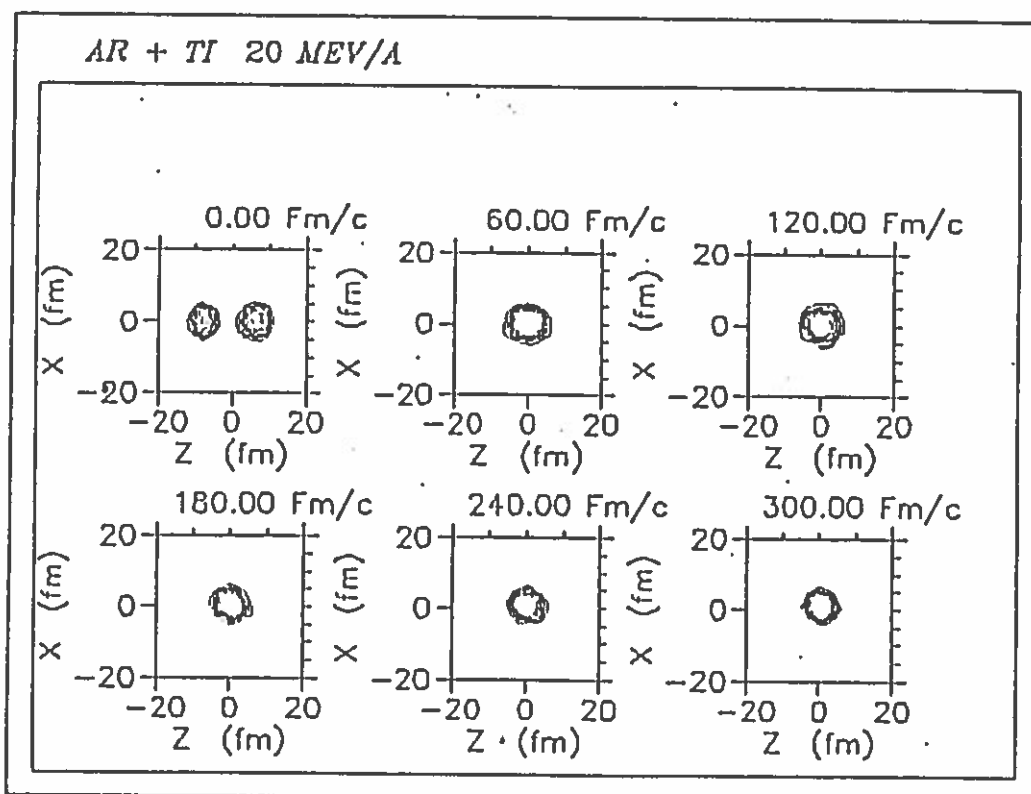


Figure T-6: Courbes d'isodensité dans l'espace réel pour la réaction  $Ar + Ti$  à 20 MeV/A. La réaction est simulée par des calculs L.V..

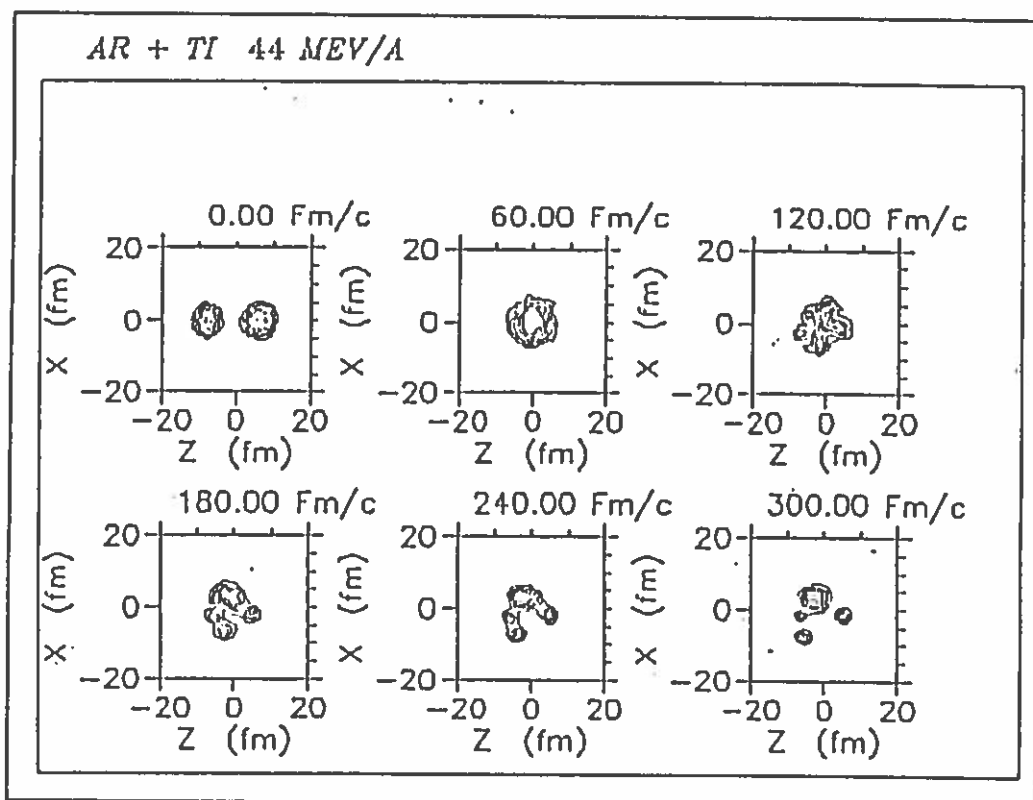


Figure T-7: Même chose que la fig. T-6, mais pour une énergie de 44 MeV/A.

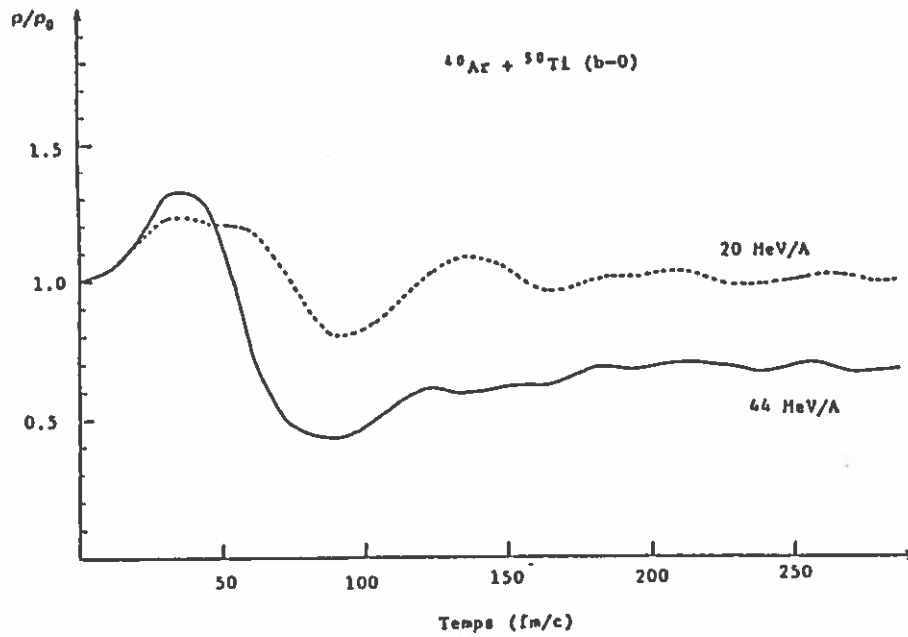


Figure T-8: Evolution de la densité relative en fonction du temps pour la réaction Ar + Ti à paramètre d'impact nul à 20 MeV/A (pointillés) et 44 MeV/A (ligne pleine) simulées par des calculs L.V.. La densité normale est prise égale à la valeur obtenue à  $t=0$ .

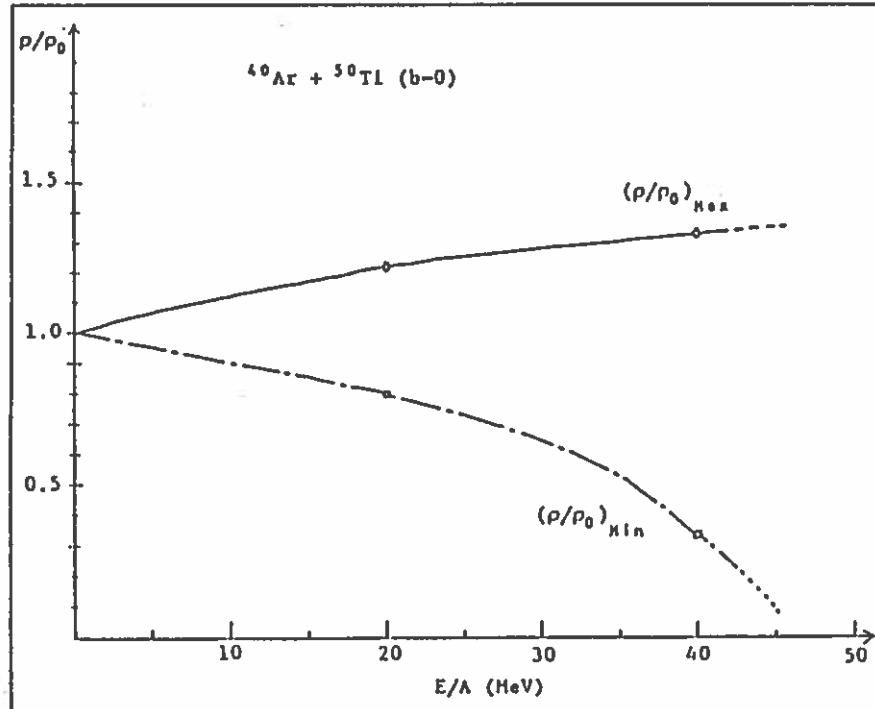


Figure T-9: Variations de la compression et de la dilution maximales en fonction de l'énergie incidente (calculs L.V.).

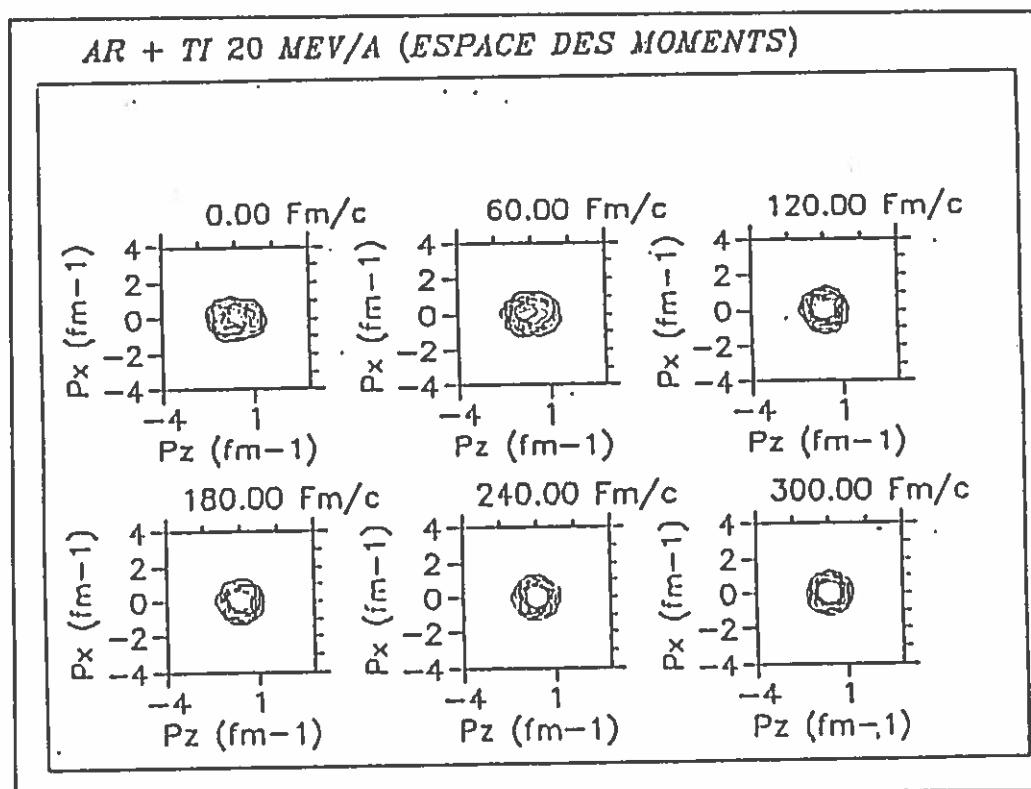


Figure T-10: Courbes d'isodensité dans l'espace des moments pour la réaction Ar + Ti à 20 MeV/A. La réaction est simulée par des calculs L.V..

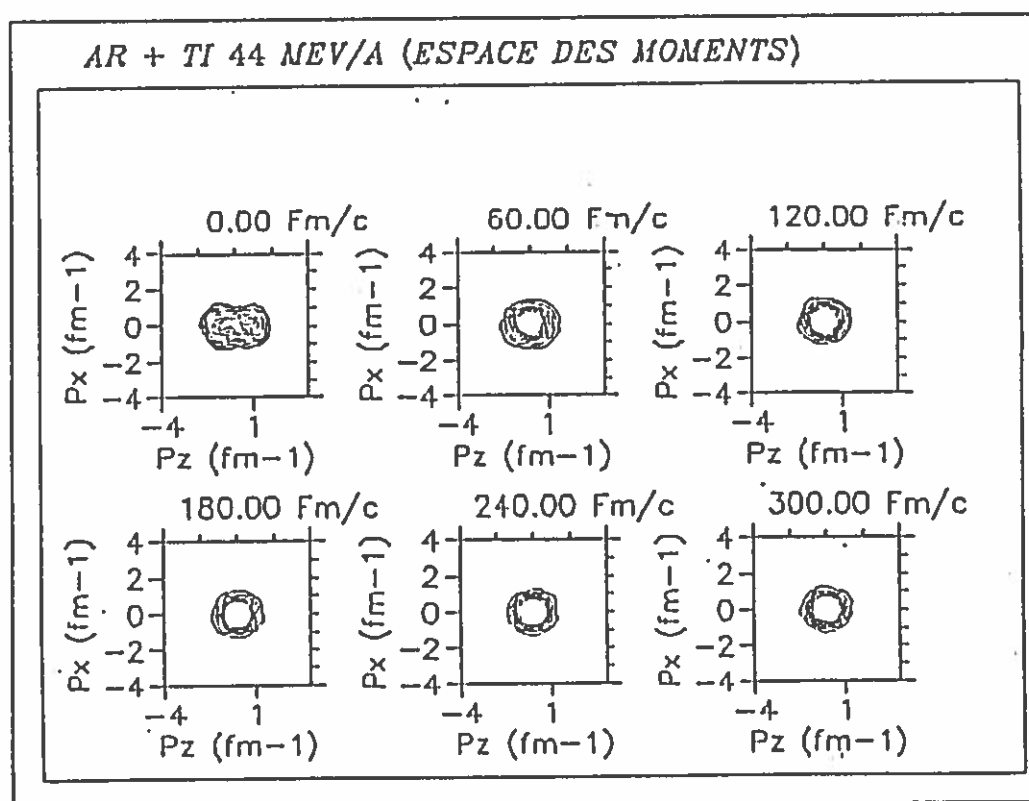


Figure T-11: Même chose que la fig. T-10, mais pour une énergie de 44 MeV/A.

certaine manière les fluctuations qui ne sont pas présentes dans le calcul. L'amplitude de ces fluctuations artificielles dépend des largeurs  $\sigma_R$  et  $\sigma_p$  des gaussiennes. Les points d'accumulations peuvent être assimilés à des fragments. On peut donc estimer qu'à 44 MeV/u, le système va exploser.

L'apport par rapport à l'étude hydrodynamique est qu'ici la préparation du système à de fortes compressions n'est pas une hypothèse de travail mais le résultat d'une simulation. La figure T-9 montre l'évolution des valeurs calculées de la densité moyenne maximale atteinte par le système en fonction de l'énergie incidente. On voit ici que c'est une fonction croissante de l'énergie du projectile. La variation de cette compression avec l'énergie incidente est lente: ceci est dû au terme de collision. Lorsque le système se comprime, les collisions sont de plus en plus nombreuses et tendent à limiter la compression du système. Ceci contribue à saturer la valeur de la compression initiale pour les grandes énergies. Un autre avantage est que le calcul est réalisé dans l'espace à trois dimensions. Le terme de collision nous assure la thermalisation du système: les figures T-10 et T-11 qui montrent la distribution des impulsions en fonction du temps nous montrent qu'au moment de l'expansion et de l'explosion du système celui-ci est complètement thermalisé et que les moments se distribuent dans une sphère que l'on peut assimiler à une sphère de Fermi. De plus, nous avons une description au moins qualitative de l'évolution du système dans les régions de basses densités: il explose. Ces calculs tiennent compte des forces coulombiennes et d'éventuels effets de taille finie. On pourra donc essayer d'étudier les instabilités se développant dans le système, leur nature et de voir pourquoi le système explose, dans la mesure où ce modèle serait une description réaliste de la collision entre ions lourds.

### c) Définition des instabilités.

Le problème réside alors dans la définition des instabilités. Il n'y aurait aucun problème si on avait accès aux fluctuations de la distribution à un corps  $f(\vec{R}, \vec{P}, t)$  car il suffirait de dire que le système est instable si

ces fluctuations sont de l'ordre de grandeur de la distribution elle même. Malheureusement, l'équation de L.V. ne suit l'évolution que des valeurs moyennes sans qu'il soit possible de déterminer l'ordre de grandeur de leurs fluctuations. On peut tout de même tenter de tester la stabilité du système à l'aide de méthodes standards.

### c.1) Approximation harmonique locale.

En développant au premier ordre les équations du mouvement des gaussiennes, on obtient le système d'équations suivant:

$$(33) \quad \begin{cases} \frac{d\vec{R}_i}{dt} = \frac{\vec{P}_i}{m} \\ \frac{d\vec{P}_i}{dt} = - \langle \vec{\nabla}_i U_i \rangle \end{cases}$$

En redérivant la première équation par rapport à  $t$ , nous obtenons:

$$(38) \quad \frac{d^2 \vec{R}_i}{dt^2} = \frac{1}{m} \frac{d\vec{P}_i}{dt} = - \frac{1}{m} \langle \vec{\nabla}_i U_i \rangle$$

Le gradient du potentiel  $U$  suivant les coordonnées de la gaussienne  $g_i(\vec{R}, \vec{P}, t)$  nous donne:

$$(39) \quad \begin{aligned} \langle \vec{\nabla}_i U_i \rangle &= \left( \frac{\partial U}{\partial \rho} \right)_i \langle \vec{\nabla}_i \rho_i \rangle = \left( \frac{\partial U}{\partial \rho} \right)_i \vec{\nabla}_i \left( \sum_{j=1}^{N_G} \lambda' e^{-\frac{(\vec{R}_j - \vec{R}_i)^2}{2 \sigma_R^2}} \right) \\ &= \left( \frac{\partial U}{\partial \rho} \right)_i \lambda' \sum_{j=1}^{N_G} \frac{(\vec{R}_j - \vec{R}_i)}{\sigma_R^2} e^{-\frac{(\vec{R}_j - \vec{R}_i)^2}{2 \sigma_R^2}} \end{aligned}$$

Nous obtenons donc l'équation suivante:



$$(40) \quad \frac{d^2 \vec{R}_i}{dt^2} = - \frac{1}{m} \left( \frac{\partial U}{\partial \rho} \right)_i \lambda' \sum_{j=1}^{N_G} \frac{(\vec{R}_j - \vec{R}_i)}{\sigma_R^2} e^{-\frac{(\vec{R}_j - \vec{R}_i)^2}{2 \sigma_R^2}}$$

Cette équation correspond à l'équation d'un point soumis à l'influence de plusieurs oscillateurs. La fréquence de chacun d'eux est donnée par:

$$(41) \quad \omega_{ji}^2 = \left( \frac{\partial U}{\partial \rho} \right)_i \frac{\lambda' e^{-\frac{(\vec{R}_j - \vec{R}_i)^2}{2 \sigma_R^2}}}{m \sigma_R^2}$$

Dans le cadre de l'approximation locale, les couplages sont négligés. La fréquence globale du point oscillant est:

$$(42) \quad \omega_i^2 = \sum_{j \neq i}^{N_G} \omega_{ji}^2$$

Si le carré de la fréquence de cet oscillateur est négatif, on dira que le système est localement instable, par analogie à l'équation de la matière nucléaire infinie. Si une grande proportion des gaussiennes est instable, le système dans son entier sera considéré comme instable. Le signe de ce carré dépend en fait du signe de la dérivée du potentiel par rapport à la densité au point considéré. Si cette dérivée est négative, le carré de la fréquence le sera aussi. Or la dérivée est négative lorsque la densité est faible, c'est à dire lorsque la pseudo particule se trouve dans un milieu dilué ou en surface. Cette manière de définir une instabilité revient en fait à déterminer le nombre de pseudo-particules qui se trouvent à la surface ou dans une région de faible densité: une augmentation de ce nombre correspondra à la création de surface dans le système ou à l'augmentation de la dilution. Le fait que les instabilités dépendent de la surface n'est pas très satisfaisant, car un noyau dans son état fondamental comportera suivant ce critère un grand nombre de particules instables.

Pour faire proprement ce calcul, on est obligé de prendre en compte

les couplages possibles entre les différents oscillateurs, ce qui nous conduit à calculer une matrice carrée dont l'ordre est égal au nombre de gaussiennes prises pour simuler la réaction. On diagonalise ensuite cette matrice pour avoir les fréquences propres des différents oscillateurs. Si cela ne pose pas de problèmes pour les matrices d'ordre moyen (10 à 20), les choses deviennent dramatiques lorsqu'on doit calculer les éléments d'une matrice d'ordre 2700, ce qui est le cas pour le système  $^{40}\text{Ar} + ^{50}\text{Ti}$  qui comprend 90 nucléons, en travaillant à 30 gaussiennes par nucléon. On ne parlera pas des problèmes de stockage en mémoire et de temps de calcul nécessaire à la diagonalisation de telles matrices. Cette méthode est donc inutilisable dans son degré de développement actuel.

### c.2) "Pseudo-RPA".

Une autre méthode consiste à perturber le système à chaque pas de temps, en augmentant son volume par exemple, et de suivre l'évolution des deux trajectoires obtenues sur un intervalle de temps plus ou moins long. Si elles convergent, le système est stable. Si elles s'écartent l'une de l'autre significativement pour diverger à terme, le système est instable. On suppose ici que l'état du système "non perturbé" est bien défini et que la perturbation conduit à faire osciller la trajectoire perturbée autour de la trajectoire non perturbée.

Pour savoir si les deux trajectoires convergent ou divergent, on regarde l'évolution du rayon carré moyen du système "non perturbé" et du système perturbé de façon à tester la stabilité des modes monopolaires. On différencie ensuite point par point les deux trajectoires et on obtient ainsi une fonction  $\mathcal{R}$  de réponse à la perturbation dépendante du temps (fig. T-12). On réalise ensuite un fit de cette fonction avec deux fonctions tests. Le premier fit est fait avec une fonction cosinus  $\cos(\omega t)$  dont on ajuste la fréquence  $\omega$  et le second est fait avec une fonction cosinus hyperbolique  $\text{ch}(\Omega t)$  dont on ajuste le paramètre  $\Omega$ . En fait, ces deux fonctions sont liées par la relation  $\text{ch}(\Omega t) = \cos(i\Omega t)$ . Si  $\mathcal{R}$  est fittée par un cosinus, le système est considéré stable. Si le cosinus hyperbolique est

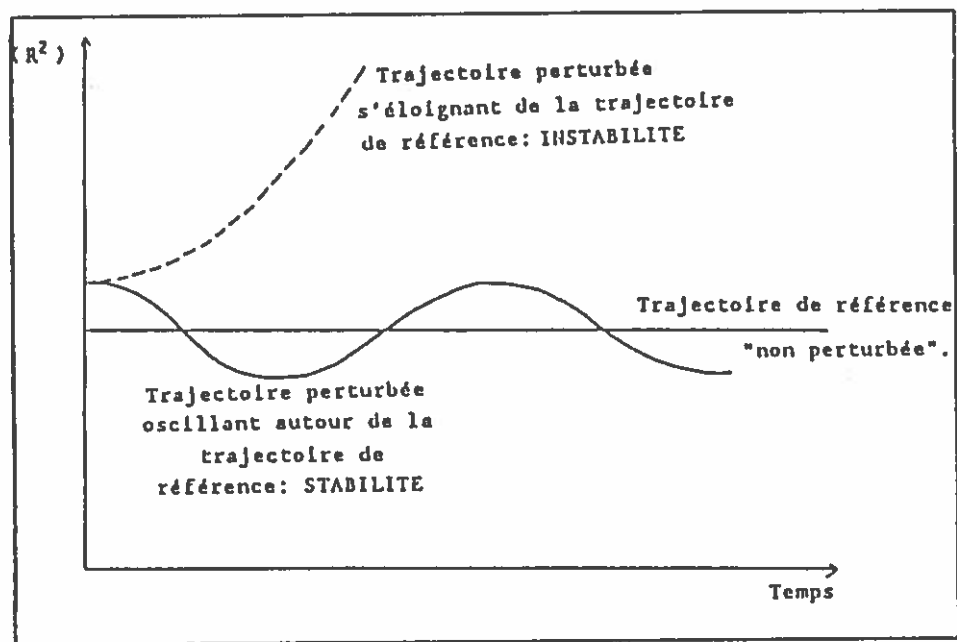


Figure T-12: Schéma de principe de la méthode exposée au paragraphe c.2).

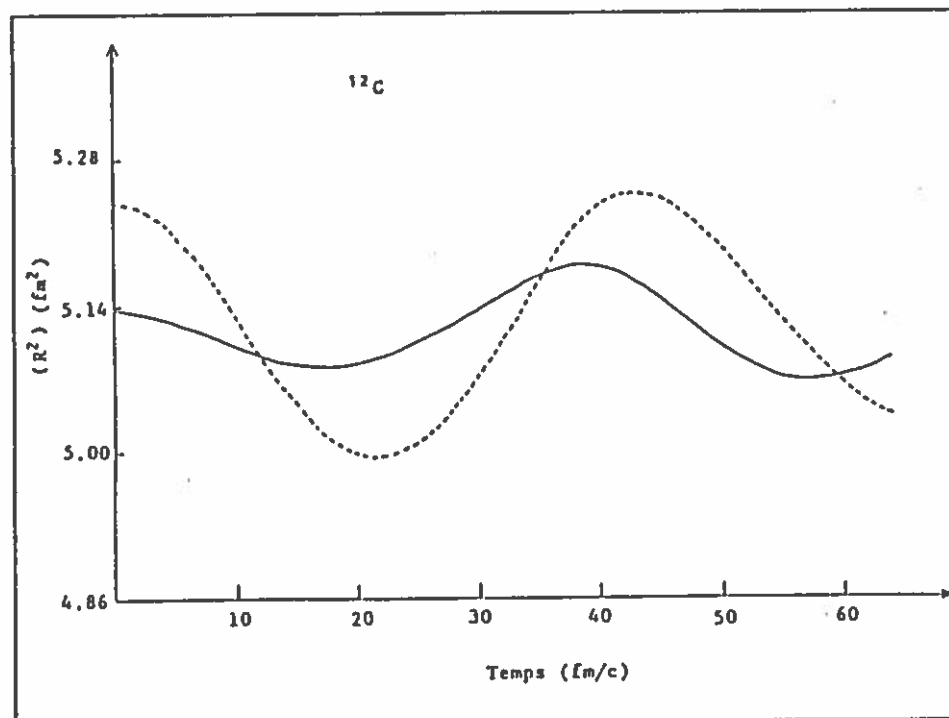


Figure T-13: Evolution du rayon carré moyen en fonction du temps pour un noyau de carbone 12. La ligne pleine représente les oscillations de la trajectoire "non perturbée" et les pointillés les oscillations de la trajectoire perturbée.

un bon fit de  $\mathcal{R}$ , le système est instable car les deux trajectoires divergent.

Une autre façon de déterminer ces paramètres est de calculer la dérivée seconde de la fonction  $\mathcal{R}$  par rapport au temps, en supposant qu'elle est une fonction cosinus ou cosinus hyperbolique, et de faire le rapport de cette dérivée seconde sur la fonction  $\mathcal{R}$ : on obtient ainsi le carré du paramètre de la fréquence d'oscillation de  $\mathcal{R}$ . Si celui-ci est positif, la fréquence d'oscillation est réelle et le système est donc stable, la fonction  $\mathcal{R}$  pouvant être assimilée à une fonction cosinus. Si ce carré est négatif, le paramètre d'oscillation est imaginaire et  $\mathcal{R}$  peut être assimilé à une fonction cosinus hyperbolique: le système est instable.

Pour des raisons de temps de calcul, les premières tentatives nous ont amenés à comparer un petit nombre de points (4 ou 5). Malheureusement, il est très difficile d'extraire une fréquence d'un nombre aussi réduit de points. Pour faire correctement cette étude, on est obligé de comparer un grand nombre de points ce qui demande un gros temps de calcul.

Le résultat d'un tel calcul pour un noyau isolé de carbone 12 (fig. T-13) montre qu'en plus des problèmes de temps et d'extraction des fréquences, le système supposé "non perturbé" est loin de l'être. Le fait d'augmenter un petit peu son volume le met dans un état un peu plus perturbé, dont la phase et la position d'équilibre semblent changer. Ceci rend non triviale la comparaison de ces deux trajectoires. Le calcul de la fonction "strength" des oscillations du système "non perturbé" autour de la valeur moyenne montre un maximum autour de  $\hbar\omega = 32$  MeV (fig. T-14) qui correspond en fait à la fréquence du mode monopolaire du carbone.

Le principal défaut d'une telle approche est qu'il faut recalculer toute la dynamique sur une plage de temps relativement longue (environ la période d'oscillation du noyau étudié) après avoir perturbé le système, ce qui demande un grand temps de calcul pour les systèmes lourds. De plus, il faut que la trajectoire non perturbée le soit effectivement pour que la comparaison entre les deux trajectoires soit simple. Dans son état de développement actuel, cette méthode est peu pratique et peu viable pour des systèmes en cours de collision où les états "non perturbés" sont loin

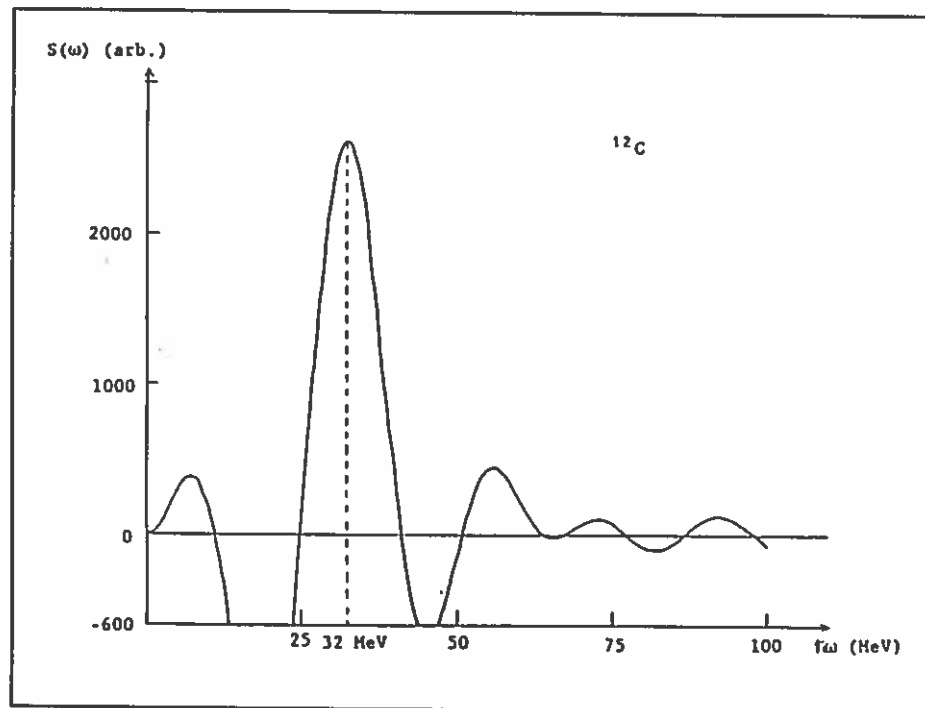


Figure T-14: Fonction "strength" des oscillations de la trajectoire "non perturbée".

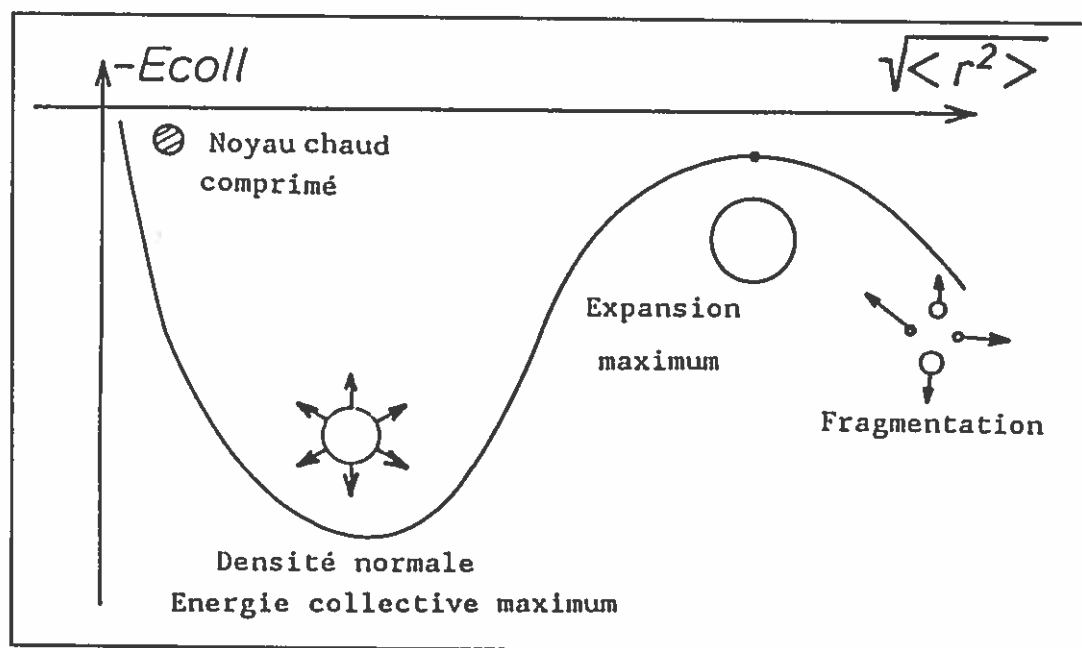


Figure T-15: Comportement schématique de l'énergie collective avec le rayon moyen du système.

de l'être.

### c.3) Instabilités de type hydrodynamique.

Si on admet que les oscillations observées sont de nature isentropique, le potentiel du noyau est donné par son énergie interne. En ne considérant que les modes monopolaires, on peut suivre les évolutions de ce potentiel en fonction du rayon moyen du système. La solution adoptée est une étude de l'évolution de l'énergie collective du système, plus facile à mesurer que l'énergie interne et en supposant que la somme de ces deux énergies est constante, en fonction de son rayon moyen. On suppose de plus que cette énergie collective est principalement de type monopolaire [T.23]. La figure T-15 montre le comportement attendu du système le long de la courbe  $-E_{\text{coll}} = f(\sqrt{\langle R^2 \rangle})$ . Pour des valeurs de  $\sqrt{\langle R^2 \rangle}$  en dessous de la valeur d'équilibre, le système se dilate, augmentant ainsi son rayon et son énergie collective. Le maximum est atteint à la valeur d'équilibre du rayon. Une fois cette valeur passée, l'expansion du système est freinée, l'énergie collective étant alors convertie en énergie interne, ce qui entraîne une diminution de l'énergie collective. Si le noyau est stable, cette énergie va s'annuler, puis réaugmenter alors que le rayon du noyau va diminuer. S'il est instable, il se disloquera en plusieurs fragments qui évolueront dans le champ coulombien total, augmentant par conséquent le rayon moyen et l'énergie collective de l'ensemble, qui sera en fait l'énergie cinétique des fragments produits. Le stade dit du "freeze-out" est repéré par le point noir sur la figure T-15. Par analogie avec la fission, ce point peut être assimilé au "point de fragmentation" du système.

Quantitativement, on pourra paramétrer l'énergie totale du système comme suit:

$$(43) \quad \begin{cases} E_{\text{Tot}} = E_{\text{Coll}} + E_{\text{Int}} \\ E_{\text{Coll}} = \frac{1}{2} B \left( \frac{d \sqrt{\langle R^2 \rangle}}{dt} \right)^2 \\ E_{\text{Int}} = \frac{1}{2} k \left( \sqrt{\langle R^2 \rangle} \right)^2 \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{où } B \text{ est l'inertie du mode monopolaire} \\ \text{où } k \text{ est un paramètre de rigidité} \end{array}$$

La fréquence hydrodynamique associée à ce mode peut être estimée simplement par  $(\hbar\omega)^2 = \frac{k}{B}$ .

Le paramètre  $k$  est en fait la courbure du graphe  $-E_{\text{Coll}} = f(\sqrt{\langle R^2 \rangle})$ . Si elle est positive, le système est stable. Si elle est négative, le système est instable et on pourra mesurer le temps passé dans la région d'instabilités, et voir quel est le temps nécessaire pour qu'elles se développent et fassent exploser le noyau formé.

La première chose à tester est la prépondérance de la composante monopolaire par rapport à tous les autres modes de vibration du noyau. Pour cela, on calcule le rapport  $E_{\text{Coll}}(\text{radial}) / E_{\text{Coll}}$  où  $E_{\text{Coll}}(\text{radial})$  et  $E_{\text{Coll}}$  sont donnés par:

$$(44) \quad E_{\text{Coll}} = \frac{1}{2} m \int \frac{\vec{j}^2}{\rho} d^3\vec{R}$$

$$(45) \quad E_{\text{Coll}}(\text{radial}) = \frac{1}{2} m \int \frac{(\vec{j} \cdot \vec{R})^2}{(\rho R^2)} d^3\vec{R}$$

où  $\vec{j}$  est le courant moyen de particule dans le noyau. Il est calculé par:

$$(46) \quad \vec{j}(\vec{R}, t) = \int \frac{\vec{P}}{m} f(\vec{R}, \vec{P}, t) d^3\vec{P}$$

La figure T-16 montre l'évolution de ce rapport en fonction du temps pour le système  $^{40}\text{Ar} + ^{50}\text{Ti}$  à 20 MeV/u (a) et 44 MeV/u (b). Le système sans le continuum est le système formé par les particules (gaussiennes) liées à l'ensemble. On considère qu'une particule est non liée lorsque son énergie totale est positive, le potentiel nucléaire n'étant alors plus capable de la retenir. Ces particules ont été éliminées car elles sont en général loin du système composé et leur contribution à l'énergie d'expansion est grande,

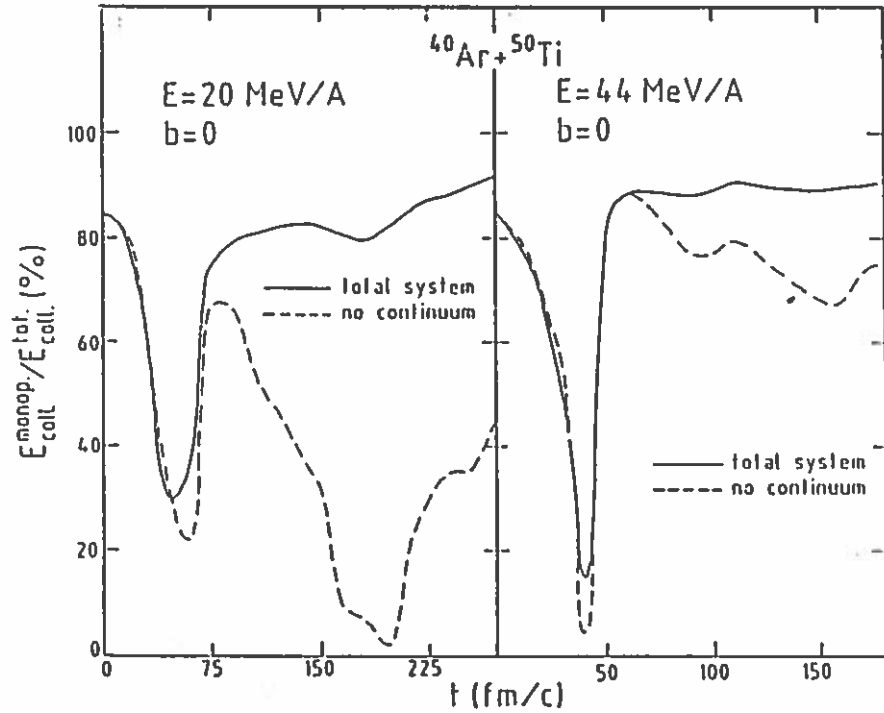


Figure T-16: Evolution du rapport  $E_{\text{coll}}^{\text{Radial}}/E_{\text{coll}}$  en fonction du temps à 20 MeV/A (a) et 44 MeV/A (b), sans (pointillés) et avec (ligne pleine) le continuum (voir texte).

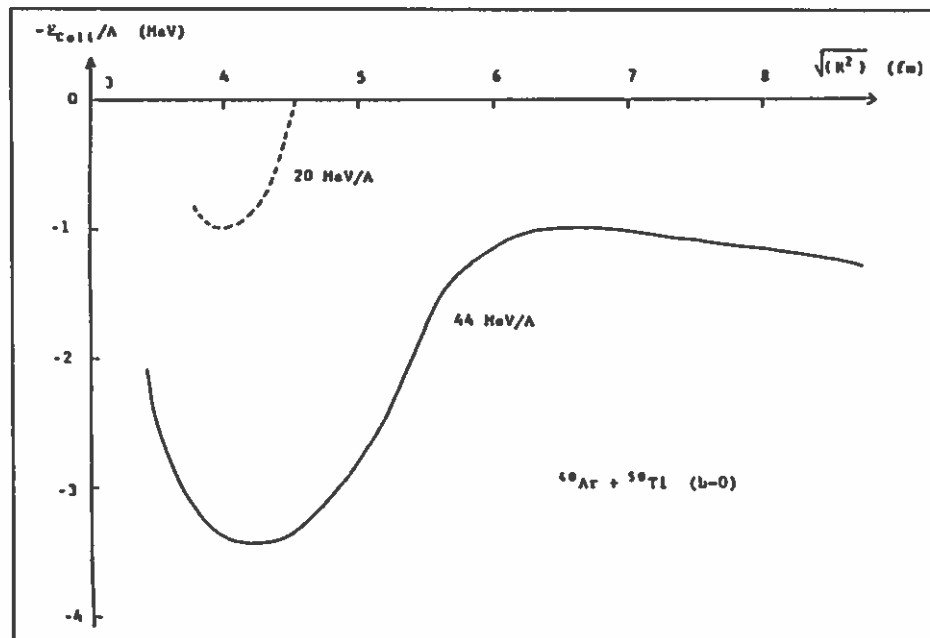


Figure T-17: Evolution de l'énergie collective avec le rayon moyen à 20 MeV/A (pointillés) et 44 MeV/A (ligne pleine) pour le système Ar + Ti sans le continuum.



ce qui rend l'étude du système lié difficile voire impossible. La barrière coulombienne pour les protons n'a pas été prise en considération.

A 20 MeV/u, le rapport  $E_{coll}(radial) / E_{coll}$  chute brusquement, l'énergie collective radiale étant nulle au maximum de compression. Après une courte remontée qui correspond à la phase de dilatation, ce rapport oscille et reste faible (toujours inférieur à 50%). Le noyau composé ne se fragmente pas. Par contre, à 44 MeV/u où l'explosion est observée, ce rapport reste à peu près constant aux alentours de 70% à 80%. Le mode monopolaire est donc prépondérant lorsque le système explose.

La figure T-17 montre la courbe  $-E_{coll} = f(\sqrt{\langle R^2 \rangle})$  déterminée par la simulation pour le système sans le continuum. On réalise ensuite un fit de ces courbes et on calcule la courbure  $k$  à chaque instant. On détermine ensuite la fréquence associée au mode de vibration. La figure T-18 montre l'évolution de cette fréquence au cours du temps pour différentes énergies incidentes. A 20 MeV/u, le système entre dans la zone d'instabilité mais y reste un temps très court (20 fm/c). Il revient ensuite dans une zone de stabilité et y reste: le système n'a pas fragmenté et se désexcite par un processus semblable à l'évaporation. A 44 MeV/u, le système pénètre plus longuement dans la région spinodale (environ 150 fm/c) et fragmente. Ceci est compatible avec les calculs de Pethick et Ravenhall [T.9] et de J.Cugnon [T.11]. Pour fragmenter, un noyau doit remplir les deux conditions suivantes:

- \* entrer dans la zone d'instabilité.

- \* y rester un temps suffisamment long (environ 150 fm/c) pour permettre aux instabilités de se développer.

On peut alors déterminer le temps de transit dans la région d'instabilité. La figure T-19 montre la dépendance de ce temps en fonction de l'énergie incidente du projectile. On remarque un brusque changement de régime à 44 MeV/u, pour un temps de transit de 150 fm/c. C'est à cette énergie que l'on commence à observer la fragmentation du système.

Nous avons maintenant une estimation plus précise du temps nécessaire au développement des instabilités, ainsi qu'une idée sur le devenir du système lorsqu'il est mécaniquement instable.

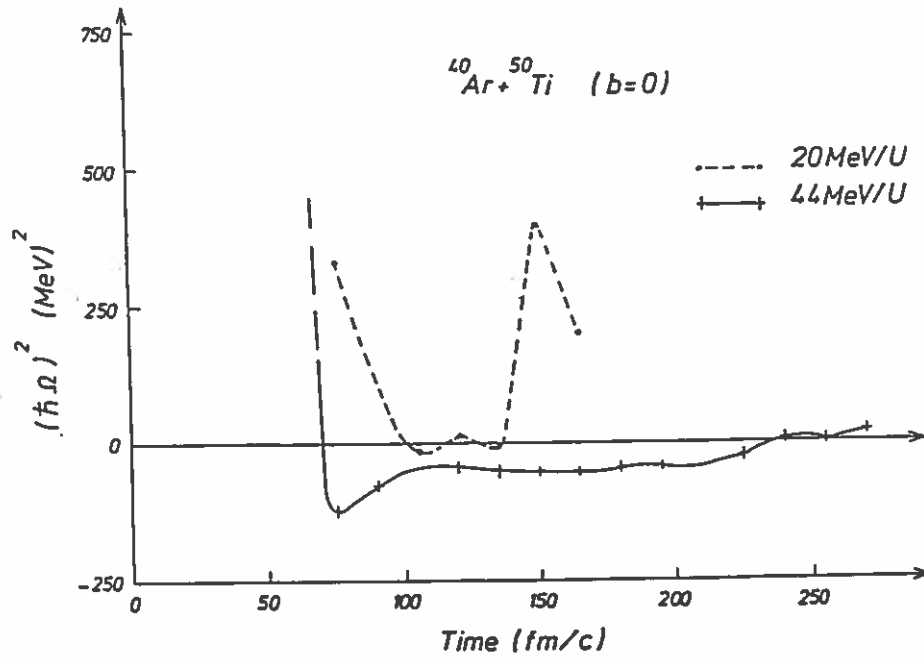


Figure T-18: Variation du paramètre de fréquence  $(\hbar\omega)^2$  en fonction du temps.

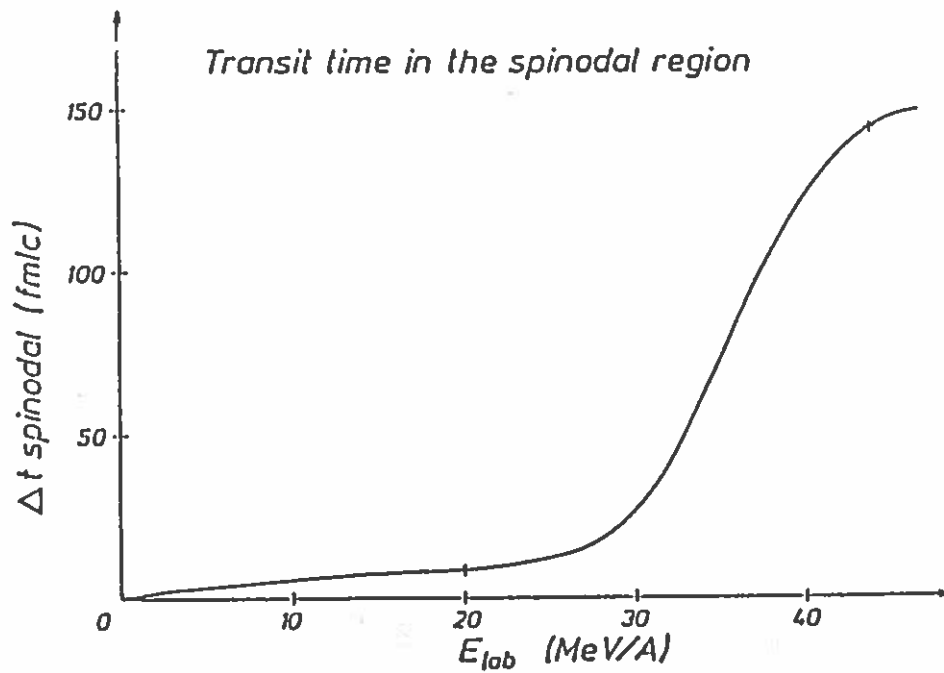


Figure T-19: Evolution du temps de transit dans la région spinodale en fonction de l'énergie incidente pour le système Ar + Ti à paramètre d'impact nul.

#### d) Discussion des résultats.

Si cette dernière étude semble satisfaisante, elle comporte quand même ces deux ambiguïtés:

\* La définition des particules non liées est quelque peu arbitraire, car il se peut que certaines particules considérées comme non liées situées au centre du noyau soient freinées par leurs voisines et ainsi soient considérées liées ultérieurement.

\* La méthode de lissage dite "cubic-spline" peut comporter quelques incertitudes et ainsi faire varier le temps de transit dans la région d'instabilité de 20 à 30 fm/c.

Enfin, ce calcul n'explique toujours pas quelle est la nature des instabilités. De plus, s'il est capable de nous dire ce que le système devient dans la région spinodale dans la mesure où les instabilités décrites ainsi sont celles générées par des perturbations de grandes longueurs d'onde, il n'est pas pour autant adapté pour décrire l'ensemble des configurations de multifragmentation. En effet, au point de fragmentation, l'espace des phases est normalement complètement ouvert et toutes les configurations de fragmentation devraient être accessibles. Or la simulation L.V. n'emprunte qu'une seule de ces voies. Pour cette voie, le mécanisme de fragmentation par conversion d'énergie interne en énergie libre de surface est toutefois contenu dans des calculs autocohérents. Pour rendre compte des données expérimentales, il faudrait donc procéder à un nombre important de simulations à des paramètres d'impacts différents. Ceci demande un grand temps de calcul, une simulation demandant en moyenne deux heures sur un ordinateur de 35 Mips pour le système Ar + Ti.

Il est donc nécessaire pour obtenir les valeurs des observables dues à la fragmentation du système d'utiliser un autre modèle dont les conditions initiales seront imposées par le calcul L.V. au point de fragmentation.

### Chapitre III.

#### La voie de fragmentation décrite par le modèle statistique de Copenhague.

##### 1) Présentation.

Ce modèle de multifragmentation est un modèle statistique à l'équilibre thermodynamique dans lequel toutes les configurations de fragmentation sont équiprobables. Les différentes distributions sont conditionnées par le poids statistique de chacune de ces configurations. Ce modèle a été développé par le groupe de J. Bondorf de l'Institut Niels Bohr de Copenhague [T.24,T.25].

##### a) Les hypothèses du modèle.

Avant la fragmentation, au stade dit du freeze-out dans lequel le noyau est considéré sphérique et homogène, le système, de masse  $A_0$ , de charge  $Z_0$ , et de volume à l'équilibre  $V_0$ , est à un volume donné  $V$ , appelé volume de freeze-out, et possède une énergie d'excitation  $E^*$  donnée. L'ensemble est considéré à l'équilibre thermodynamique (fig. T-20). Juste après la fragmentation, une configuration constituée de  $N_{A,Z}$  fragments de charge  $Z$  et de masse  $A$ , notée  $\{N_{A,Z}\}$ , est à l'équilibre thermodynamique et les fragments sont confinés dans le volume  $V$ , de rayon  $R_{f0}$ . Le passage entre ces deux situations n'est pas expliqué et n'intervient pas dans le calcul. C'est là une des principales restrictions de ce modèle: le mécanisme de formation des fragments est absent. Les équations de conservation de la masse, de la charge et de l'énergie sont satisfaites:

$$(47) \sum_A N_{A,Z} A = A_0$$

Conservation de la masse

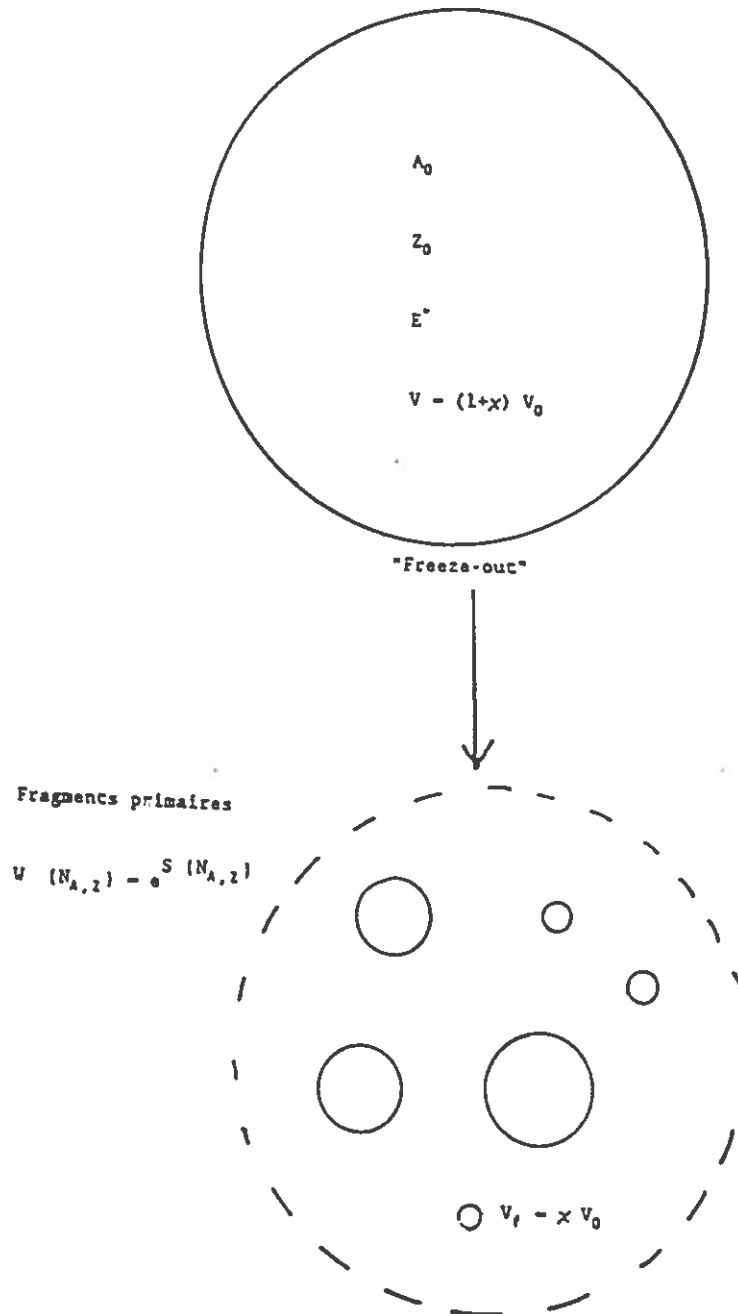


Figure T-20 : Schéma explicatif des hypothèses du modèle statistique de fragmentation de Copenhague.

$$(48) \quad \sum_z N_{A,z} Z = Z_0 \quad \text{Conservation de la charge}$$

$$(49) \quad \sum_{A,z} N_{A,z} E(A,Z) + \frac{3 Z_0 e^2}{5 R_{fo}} = E(A_0, Z_0) + E^* \quad \text{Conservation de l'énergie}$$

La multiplicité  $M$  de la configuration  $\{N_{A,z}\}$  est définie comme suit:

$$(50) \quad M = \sum_{A,z} N_{A,z}$$

Le volume libre  $V_f$  dans lequel peuvent évoluer les fragments est donné par:

$$(51) \quad V_f = V - V_0 = \chi V_0$$

Le paramètre  $\chi$  est relié à la densité de freeze-out par:

$$(52) \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1}{1 + \chi}$$

Le poids statistique de la configuration  $\{N_{A,z}\}$  est donné par:

$$(53) \quad W\{N_{A,z}\} = e^{S(\{N_{A,z}\}, T(N_{A,z}))}$$

où  $S$  est l'entropie de la configuration et  $T$  la température de la configuration déduite de la conservation de l'énergie.

L'approche utilisée ici est l'approche microcanonique, car le nombre de nucléons et l'énergie sont imposés et rigoureusement conservés. Si on veut imposer la température, le potentiel thermodynamique à utiliser sera alors l'énergie libre du système, et l'énergie totale ne sera conservée qu'en moyenne (approche canonique). Si on veut de plus imposer le potentiel chimique, l'approche macrocanonique sera alors nécessaire, l'énergie et le nombre de nucléon n'étant conservés qu'en moyenne.

Dorénavant, seule l'approche microcanonique sera étudiée. Il faut remarquer que l'espace des configurations est bien un ensemble statistique,

le nombre de configurations variant très rapidement avec le nombre de nucléons [T.26]. Le petit tableau suivant donne une idée de ce nombre en fonction du nombre de nucléons.

| $A_0$ | Nombre de configurations |
|-------|--------------------------|
| 20    | 627                      |
| 50    | 204 226                  |
| 75    | 8 118 264                |
| 100   | 190 569 292              |

b) Calcul de l'entropie d'une configuration.

Pour calculer l'entropie d'une configuration, on utilise une paramétrisation de type goutte liquide pour l'énergie de chaque fragment. La paramétrisation suivante est utilisée [T.24,T.25]:

$$(54) \quad E_{A,z} = E_{\text{Transl}} + E_{\text{Vol}} + E_{\text{Surf}} + E_{\text{Sym}} + E_{\text{Coul}}$$

avec  $E_{\text{Transl}}$  : énergie de translation.

$$(55) \quad E_{\text{Transl}} = \frac{3}{2} T \quad \text{où } T \text{ est la température}$$

$E_{\text{Vol}}$  : énergie de volume.

$$(56) \quad E_{\text{Vol}} = \begin{cases} \left( -B + \frac{T^2}{\epsilon_0} \right) A & \text{Si } A \geq 4 \\ -B A & \text{Si } 4 > A > 1 \\ 0 & \text{Si } A = 1 \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{avec } B = 16 \text{ MeV} \\ \text{et } \epsilon_0 = 16 \text{ MeV} \end{array}$$

$B$  est l'énergie de liaison par nucléon et  $\epsilon_0$  l'inverse du paramètre de densité de niveau. Les particules plus légères que les particules  $\alpha$  sont considérées comme n'ayant pas d'état excité.

$E_{\text{Surf}}$  : énergie de surface.

$$(57) \quad E_{\text{surf}} = \left[ \beta(T) - T \left( \frac{d\beta}{dT} \right) \right] A^{2/3} \quad \text{avec } \beta(T) = \beta_0 \left( \frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right) \quad \begin{array}{l} \beta_0 = 18 \text{ MeV} \\ T_c = 20 \text{ MeV} \end{array}$$

$\beta(T)$  représente en fait l'énergie libre de surface.  $T_c$  est la température critique au dessus de laquelle le terme de surface disparaît.

$E_{\text{sym}}$  : énergie de symétrie de charge.

$$(58) \quad E_{\text{sym}} = \gamma \frac{(A - 2Z)^2}{A} \quad \text{avec } \gamma = 25 \text{ MeV}$$

$E_{\text{coul}}$  : énergie coulombienne.

L'énergie coulombienne est calculée selon l'approximation de Wigner-Seitz:

$$(59) \quad E_{\text{coul}} = \frac{3}{5} (Z_0 e^2) \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R_{\text{cell}}} \right)$$

$R$  est le rayon du fragment considéré, soit  $R = r_0 A^{1/3}$  avec  $r_0 = 1.2 \text{ fm}$ , et  $R_{\text{cell}}$  est le rayon de la cellule qui contient le fragment. Il est déterminé par  $\frac{R}{R_{\text{cell}}} = \frac{R_0}{R_{f_0}}$  où  $R_0$  est le rayon normal du noyau initial et  $R_{f_0}$  est le rayon de la sphère de volume  $V$  de freeze-out. Cette approximation a l'avantage de transformer l'énergie coulombienne en une quantité additive. Le principal inconvénient est qu'elle estime mal l'énergie coulombienne lorsque la multiplicité de la configuration est faible.

La température de la configuration est déterminée par l'équation de la conservation de l'énergie:

$$(49) \quad \sum_{A,Z} N_{A,Z} E(A,Z) + \frac{3 Z_0 e^2}{5 R_{f_0}} = E(A_0, Z_0) + E^*$$

Après avoir déterminé la température  $T$  de la configuration  $\{N_{A,Z}\}$ , on calcule l'entropie  $S(\{N_{A,Z}\}, T)$  par :



$$(60) \quad S(\{N_{A,Z}\}, T) = \sum_{A,Z} N_{A,Z} S_{A,Z}(T)$$

où  $S_{A,Z}(T)$  est l'entropie du fragment de masse  $A$  et de charge  $Z$  à la température  $T$ . Elle est définie comme suit:

$$(61) \quad S_{A,Z}(T) = S_{A,Z}^{int}(T) + S_{A,Z}^{trans}(T)$$

avec  $S_{A,Z}^{int}$  : entropie interne du fragment de masse  $A$ , de charge  $Z$ .

$$(62) \quad S_{A,Z}^{int}(T) = \begin{cases} \left( \frac{2}{\epsilon_0} T \right) A - \left( \frac{\partial \beta}{\partial T} \right) A^{2/3} & \text{si } A > 4 \\ \frac{8}{\epsilon_0} T & \text{si } A = 4 \\ 0 & \text{si } A < 4 \end{cases}$$

$S_{A,Z}^{trans}$  : entropie due à la translation du fragment.

$$(63) \quad S_{A,Z}^{trans} = \frac{3}{2} + \ln \left( \frac{V_f}{\lambda_T^3} g_{A,Z} A^{3/2} \right) - \frac{1}{N_{A,Z}} \ln (N_{A,Z}!)$$

où  $g_{A,Z}$  est la dégénérescence du fragment de masse  $A$  et de charge  $Z$ . Elle est prise égale à 1 pour les particules de masse supérieure ou égale à 4 [T.24].

$\lambda_T$  est la longueur d'onde thermique du nucléon. Elle est donnée par:

$$(64) \quad \lambda_T = \left( \frac{2 \pi \hbar^2}{M_N T} \right)^{1/2} \quad \text{où } M_N \text{ est la masse d'un nucléon.}$$

Ce terme d'entropie peut se décomposer en trois termes distincts: un terme de volume, un terme de surface et un terme cinétique de translation.

Le poids statistique d'une configuration  $\{N_{A,Z}\}$  est alors donnée par:

$$(65) \quad W(N_{A,Z}) = C \prod_{A,Z} \left\{ \frac{\left( E_{A,Z} \frac{V_f}{\lambda_T^3} A^{3/2} e^{3/2 + S_{A,Z}^{int}(T)} \right)^{N_{A,Z}}}{N_{A,Z}!} \right\}$$

$$\text{avec } C^{-1} = \sum_{(N_{A,Z})} W(N_{A,Z})$$

c) Calcul de différentes observables.

Le calcul de la valeur moyenne d'un observable Q est donnée par:

$$(66) \quad \langle Q \rangle = \sum_{(N_{A,Z})} Q(N_{A,Z}) W(N_{A,Z})$$

et l'écart type est donné par:

$$(67) \quad \sigma_Q = \sqrt{\langle Q^2 \rangle - \langle Q \rangle^2}$$

La probabilité d'observer la valeur  $Q_0$  de l'observable Q est donnée par:

$$(68) \quad \mathcal{P}(Q=Q_0) = \sum_{Q(N_{A,Z}) = Q_0} W(N_{A,Z})$$

On est donc capable grâce à ce modèle de calculer des valeurs moyennes d'observables, ainsi que la distribution de ces observables. On notera qu'aucune variable dynamique n'est présente dans cette approche ce qui exclut tout calcul d'observables dynamiques telles que la vitesse, l'angle d'émission ou le moment des fragments formés.

Calculons par exemple la probabilité d'observer une certaine valeur M de la multiplicité. D'après ce qui précède, cette probabilité est donnée par:

$$(69) \quad \mathcal{P}(M) = \sum_{M' \{N_{A,Z}\} = M} W(N_{A,Z})$$

$$= \sum_{M' \{N_{A,Z}\} = M} \prod_{A,Z} C \left\{ \frac{\left( g_{A,Z} \frac{V_f}{\lambda_T^3} A^{\frac{3}{2}} e^{\frac{3}{2}} + S_{A,Z}^{Int}(T) \right)^{N_{A,Z}}}{N_{A,Z}!} \right\}$$

On peut sortir le volume  $V_f$  du produit:

$$\mathcal{P}(M) = \sum_{M' \{N_{A,Z}\} = M} (V_f)^{\sum_{A,Z} N_{A,Z}} \prod_{A,Z} C \left\{ \frac{\left( g_{A,Z} \frac{1}{\lambda_T^3} A^{\frac{3}{2}} e^{\frac{3}{2}} + S_{A,Z}^{Int}(T) \right)^{N_{A,Z}}}{N_{A,Z}!} \right\}$$

Or la multiplicité  $M$  est définie par  $M = \sum_{A,Z} N_{A,Z}$ , on a donc:

$$\mathcal{P}(M) = \sum_{M' \{N_{A,Z}\} = M} V_f^M \mathcal{H}(N_{A,Z})$$

En factorisant  $V_f^M$ , on obtient:

$$(70) \quad \mathcal{P}(M) = V_f^M \sum_{M' \{N_{A,Z}\} = M} \mathcal{H}(N_{A,Z}) = V_f^M \mathcal{J}(\{N_{A,Z}\}_{M'=M})$$

$$\text{avec } V_f = \chi V_0 = \frac{V_0}{\rho} (\rho_0 - \rho)$$

On remarque que  $\mathcal{P}(M)$  et le volume de freeze-out sont directement reliés. Il serait donc possible de déterminer expérimentalement la densité de fragmentation du noyau en mesurant la distribution de multiplicité. Si on est capable de mesurer l'énergie de compression, nous pouvons avoir accès à l'équation d'état des noyaux dans les régions de basses densités.

## 2) Le code de fragmentation.

### a) Algorithme utilisé.

Le nombre de configurations possibles étant très grand, il est impossible de calculer la totalité de la fonction de partition du système. On a donc recours à un algorithme de type Monte-Carlo où l'on tire au hasard un nombre limité de configurations parmi toutes celles possibles et dont on calcule les poids statistiques par le calcul exposé au paragraphe précédent.

Le code procède comme suit:

Après l'introduction des conditions initiales, c'est à dire la masse, la charge, le volume de freeze-out et l'énergie d'excitation, la séquence suivante est répétée le nombre de fois que l'on veut de tirage Monte Carlo:

1. La multiplicité est tirée au hasard.
2. La configuration est ensuite déterminée de façon à conserver la masse et la charge du noyau initial. La configuration ainsi obtenue est appelée configuration primaire.
3. La température est déterminée par l'équation de conservation de l'énergie par la méthode dite de Newton (voir par exemple [T.16]).
4. L'entropie et le poids statistique sont alors calculés en tenant compte des corrections à apporter dues à l'algorithme utilisé pour la détermination de la configuration.

Ce code comporte une procédure d'évaporation pour les fragments produits. En effet, ceux ci peuvent être encore excités et peuvent évaporer quelques particules légères pour se refroidir complètement. La nouvelle configuration obtenue après évaporation, appelée configuration secondaire, est déterminée et le code recalcule la valeur des différentes observables modifiées par cette évaporation. Les particules évaporées sont au nombre de quatre: les protons, les neutrons, les deutons et les particules alpha. Les fragments de masse 5 ne peuvent exister que dans un état excité. Ils sont donc complètement absents des configurations secondaires, l'évaporation les détruisant.

Lorsque tous les tirages Monte-Carlo ont été faits, le code calcule les différentes valeurs moyennes voulues, primaires et secondaires.

L'énergie d'excitation  $E^*$  intervient dans l'équation de conservation de l'énergie. Le volume de freeze-out  $V$  intervient dans l'équation de conservation de l'énergie ainsi que dans le calcul de l'entropie d'une configuration donnée. Le principal défaut de cette méthode est que l'on n'est absolument pas sûr que les configurations déterminées au hasard sont représentatives et que la fonction de partition calculée représente une grande proportion de la fonction de partition totale. On pallie à cela en s'assurant que les valeurs moyennes obtenues ne dépendent plus du nombre de tirages Monte-Carlo. Le nombre minimum de tirages est de  $10^5$  pour un noyau de masse 100 [T.24].

Pratiquement, ce problème est traité de la manière suivante: on restreint le domaine de variation des multiplicités. Les bornes de ce domaine et le nombre de tirage Monte-Carlo sont déterminés de manière à ce que la distribution des multiplicités soit en forme de cloche et centrée sur la valeur de la multiplicité qui correspond au milieu du domaine de variation. On s'assure que l'échantillonnage est suffisant en effectuant le même calcul en doublant le nombre de tirages jusqu'à ce que les résultats (valeurs moyennes, distributions, etc.) ne dépendent plus de ce nombre. Le nombre de tirage est en général choisi égal à au moins 1000 tirages par unité de multiplicité comprise dans le domaine de variation, ce qui donne par exemple au moins 8000 tirages si le domaine de variation des multiplicités est compris entre 2 et 9.

Dans les conditions initiales d'utilisation, le volume de freeze-out est soit fixé à trois fois le volume normal ( $\rho/\rho_0 = 1/3$  ou  $\chi=2$ ), soit déterminé par la relation suivante:  $\chi = \left[ 1 + \frac{d}{R_0} (M^{1/3} - 1) \right]^3 - 1$ , où  $M$  est la multiplicité de la configuration, de la distance minimum entre les surfaces des deux fragments et  $R_0$  le rayon à l'équilibre du noyau de masse  $A_0$ . La valeur de  $d$  correspond à la portée de la force nucléaire forte, elle est prise égale à 1.4 fm. Cette relation est une estimation du paramètre  $\chi$  basée sur la supposition que le volume libre  $V_f$  est constitué par l'espace disponible entre les surfaces des fragments distantes de  $2d$ , soit 2.8 fm

[T.25]. On calcule alors sa valeur moyenne comme on le fait pour les autres observables. Ce volume n'est donc pas initialement un paramètre de ce modèle. La seule variable indépendante est l'énergie d'excitation déposée dans le système.

b) Variations des distributions de masse avec l'énergie d'excitation.

Les résultats de trois calculs, correspondant à trois régimes différents sont montrés sur les figures T-21, T-22 et T-23. Le noyau initial a une masse  $A_0=90$ , une charge  $Z_0=40$  et un volume de freeze-out égal à trois fois le volume normal ( $\chi = 2$ ). Ce système correspond en fait au noyau de fusion complète de l'ensemble Ar + Ti.

La figure T-21 montre la distribution de masses avant (ligne pleine) et après (ligne discontinue) la désexcitation secondaire pour une énergie d'excitation initiale de 1 MeV par nucléon. Cette distribution contient deux pics: un centré sur les fragments lourds ( $A > 83$ ) et l'autre sur les particules légères ( $A < 5$ ). L'évaporation secondaire déplace le premier pic vers les fragments plus légers ( $75 < A < 85$ ) et peuple un peu plus le pic des particules légères. Ce régime est similaire à un régime d'évaporation dans lequel le noyau initial se désexcite en émettant des particules légères, le résidu qui en résulte a une masse proche de celle du noyau initial.

Les distributions de masses de la figure T-22 ont été calculées pour une énergie d'excitation de 4 MeV par nucléon. Ici, les deux pics de la distribution T-21 sont encore présents, mais la région des fragments de masse intermédiaire ( $10 < A < 55$ ) est à peu près uniformément peuplée. La distribution a une forme en U caractéristique de la fragmentation. La désexcitation secondaire fait disparaître le pic des fragments lourds. Cela est dû au fait que ces fragments sont issus de configurations où le noyau initial a peu fragmenté. Ces fragments sont encore très excités après la phase de fragmentation. Ils évaporent donc beaucoup de particules légères lors de la désexcitation secondaire, ce qui fait augmenter en amplitude le

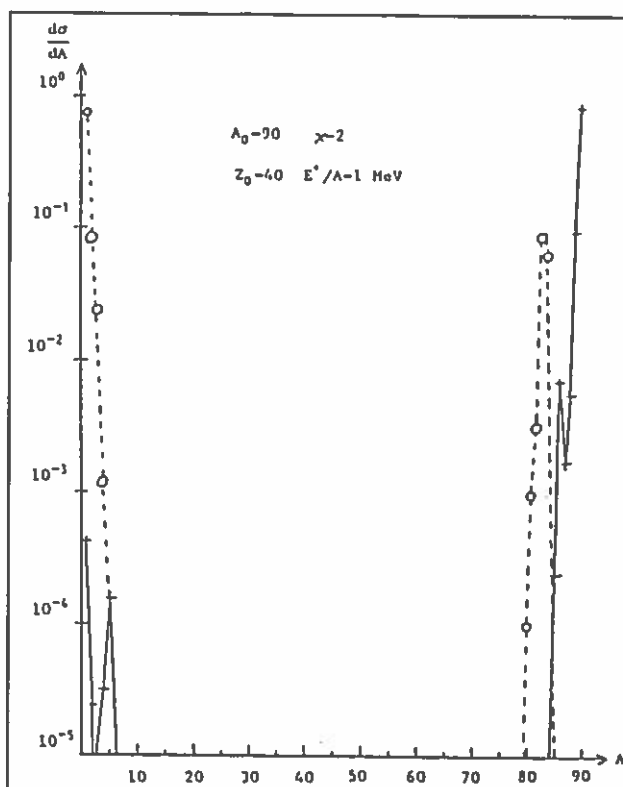


Figure T-21

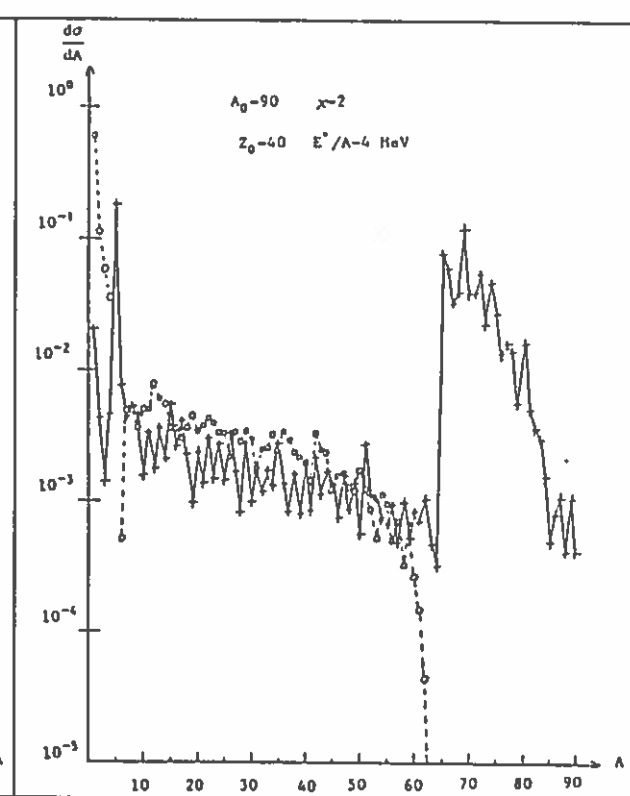


Figure T-22

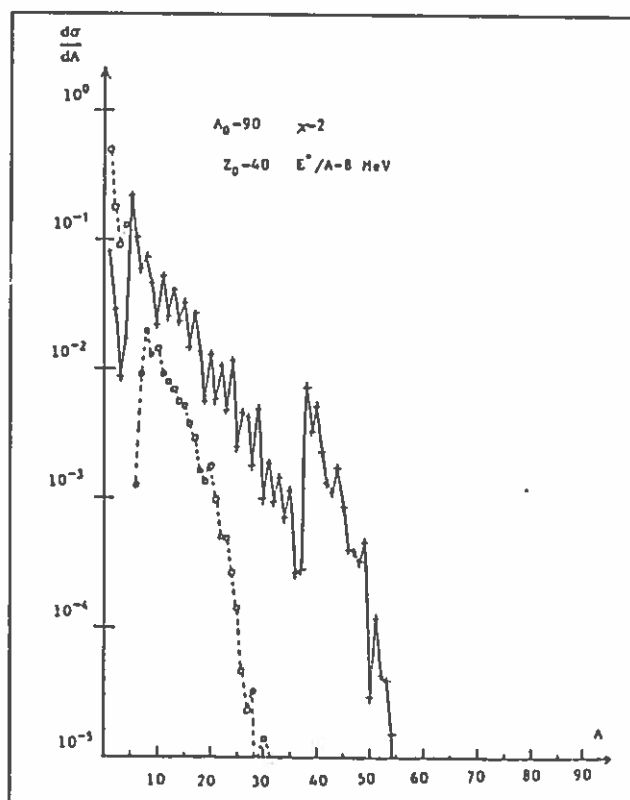


Figure T-23

Distributions de masses issues du modèle de fragmentation statistique. Les croix et les lignes pleines représentent les distributions primaires. Les cercles et les lignes pointillées représentent les distributions obtenues après évaporation secondaire.

pic des particules légères et disparaître le pic des fragments lourds. Ces distributions correspondent à un régime de fragmentation du noyau initial.

La figure T-23 correspond à un régime de totale explosion pour une énergie d'excitation initiale de 8 MeV par nucléon. La distribution de masse ne présente plus qu'un seul pic centré sur les particules de masse 10. Cette distribution traduit un comportement plus ou moins exponentiel de la distribution en fonction de la masse. La désexcitation secondaire ne fait que renforcer cette tendance.

Les figures T-24 et T-25 montrent la corrélation existant entre diverses observables. Sur la figure T-24, montrant les variations de la température avec l'énergie d'excitation, on remarque un plateau à une température  $T$  d'environ 5 MeV. Ce plateau peut être interprété comme étant celui d'un changement de phase. Il correspond en fait à une région de transition dans laquelle le noyau se désexcite par fragmentation. Au delà de ce plateau, le noyau explose complètement en autant de nucléons qu'il contient. En deçà de ce plateau, le noyau reste stable et se désexcite par évaporation. La figure T-25 montre la corrélation montrée au paragraphe §1)b), c'est à dire la correspondance entre la densité de freeze-out et la multiplicité observée.

### 3) Les limitations du modèle.

Si ce modèle est capable de nous fournir des distributions de masses, de multiplicités ou de charges, il est par contre incapable de nous fournir le moindre renseignement sur la dynamique du processus de fragmentation, c'est à dire des distributions de vitesses, des distributions angulaires d'émission de fragments. Pour palier à cela, il faut utiliser un troisième modèle qui, à partir des configurations primaires, serait capable de décrire l'évolution des fragments dans le champ coulombien ainsi que leurs éventuelles désexcitations secondaires.

Il faut de plus noter que le système est supposé sphérique et à l'équilibre. Nous avons vu dans le paragraphe §II-2) que ce n'est vraisemblablement pas le cas, le noyau pouvant continuer à se dilater



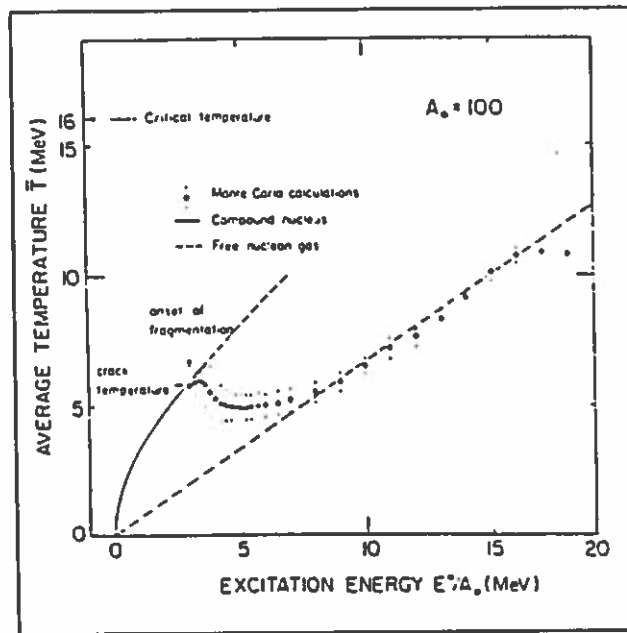


Figure T-24: Evolution de la température avec l'énergie d'excitation. On remarque un plateau pour une température de 5 MeV.

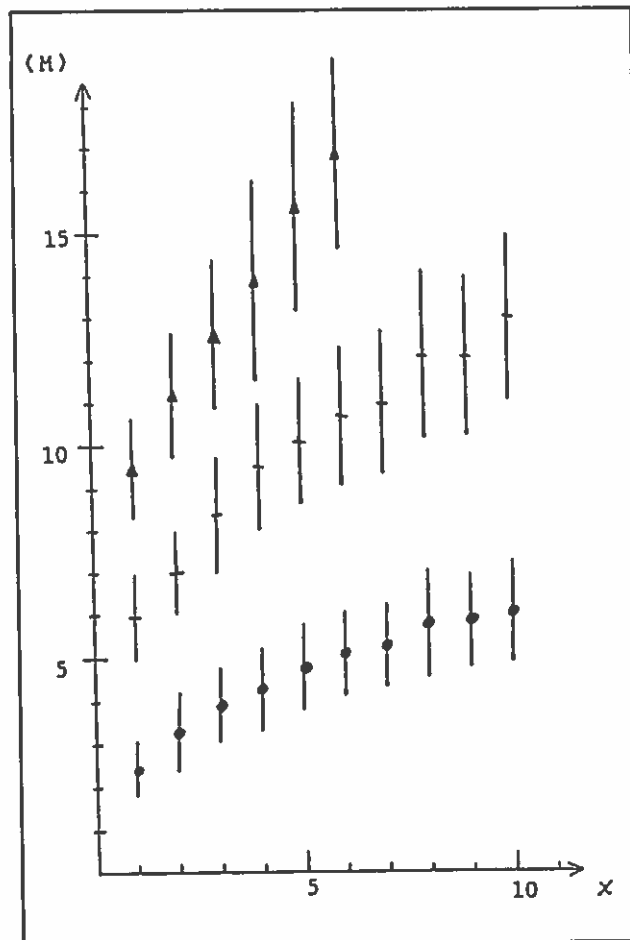


Figure T-25: Corrélation entre la multiplicité primaire et le paramètre  $x$ . Les calculs ont été faits à  $E^*/A = 3$  MeV (cercles pleins), à  $E^*/A = 6$  MeV (croix) et à  $E^*/A = 9$  MeV (triangles pleins). Les traits représentent les fluctuations statistiques de la multiplicité.

pendant qu'il fragmente et sa forme n'étant pas rigoureusement sphérique. Tenir compte de ces effets revient à modifier l'équation de conservation de l'énergie en y incluant des énergies d'expansion et de déformation. Cela revient à diminuer l'énergie disponible pour la fragmentation du système.

Enfin, le temps de calcul nécessaire pour une densité et une énergie d'excitation données est d'environ cinq minutes pour 4000 tirages sur le calculateur de l'IBM de l'IN<sub>2</sub>P<sub>3</sub> situé à Lyon (35 Mips). Même en limitant l'intervalle de tirage des multiplicités, on doit en moyenne effectuer 8000 tirages pour que les résultats convergent. Cela devient vite astreignant lorsque le calcul de beaucoup de points est nécessaire.

#### 4) Utilisation d'autres modèles de fragmentation.

Il existe d'autres modèles susceptibles de décrire la fragmentation du noyau [T.27,T.28].

Le modèle de percolation, initialement utilisé pour voir quelles variables seraient susceptibles de mettre en évidence l'apparition de phénomènes critiques dans les collisions entre noyaux [T.29], a été utilisé pour tenter de décrire le phénomène de multifragmentation [T.30]. Cette étude repose sur le couplage d'un modèle de transfert massif, suivi d'un modèle hydrodynamique, pour la phase dynamique, à un modèle de percolation. Le principal défaut de cette approche est qu'il n'existe pas à l'heure actuelle de correspondance claire entre les paramètres du modèle et les quantités physiques mises en jeu. Il serait souhaitable qu'une étude comparée entre ce modèle et d'autres, comme par exemple celui de Copenhague, soit faite afin d'établir ces correspondances. Par contre, ce modèle présente le grand avantage d'être très facilement programmable et est très sobre en temps de calcul (certaines versions fonctionnent sur des PC).

Un autre modèle de percolation couplé à des calculs Landau-Vlasov, appelé modèle d'agrégation restructurée, est actuellement en cours d'étude [T.28]. Le grand défaut de ce modèle est que la formation des fragments n'est due qu'à des critères géométriques: deux nucléons sont dissociés si

leur distance relative est supérieure à la portée de l'interaction forte, soit environ 2 fm. Aucun critère de type énergétique n'intervient explicitement dans cette approche.

La multitude de modèles qui tentent de décrire le phénomène de multifragmentation montre l'intérêt porté à ce problème. Malheureusement, aucun d'entre eux n'est vraiment satisfaisant. Chaque modèle ne regarde qu'un aspect du mécanisme de réaction. Il reste beaucoup de travail théorique à faire avant d'aboutir à un modèle qui prendra en compte tous les paramètres qui interviennent dans le phénomène de fragmentation.



#### Chapitre IV.

### Perspectives expérimentales offertes par le processus de multifragmentation.

#### 1) Rappels

Nous avons vu que l'équation (70) traduit une forte corrélation entre la multiplicité et la densité de freeze-out du système pour une énergie d'excitation donnée. Il existe donc une correspondance biunivoque liant la densité du système et son énergie d'excitation avec la multiplicité moyenne et la température observées. Réciproquement, la mesure de la température et de la distribution des multiplicités peut nous permettre de remonter à la densité de fragmentation et à l'énergie d'excitation déposée dans le système. Mais cette dépendance n'est valable en toute rigueur que pour les observables primaires, c'est à dire pour les fragments directement issus du noyau initial. Les évaporations secondaires de ces fragments peuvent brouiller très fortement ces lois de variation, une configuration secondaire pouvant être obtenue à partir de plusieurs configurations primaires. On peut tout de même tenter de voir si cette correspondance est conservée en ne considérant qu'un seul type de fragments. Si on est capable de remonter à l'énergie de compression, il est alors possible d'avoir accès à l'équation d'état de la matière nucléaire pour les basses densités.

#### 2) Dépendance des multiplicités de fragments de masse intermédiaire.

On peut en effet ne considérer que les fragments de masse intermédiaire (notés IMF pour Intermediate Mass Fragments) définis comme les fragments ayant une charge supérieure ou égale à une certaine charge limite, typiquement 3 ou 4. Les figures T-26 et T-27 montrent l'évolution des multiplicités moyennes des IMF et de la température moyenne en fonction de la densité de freeze-out et de l'énergie d'excitation. On constate que

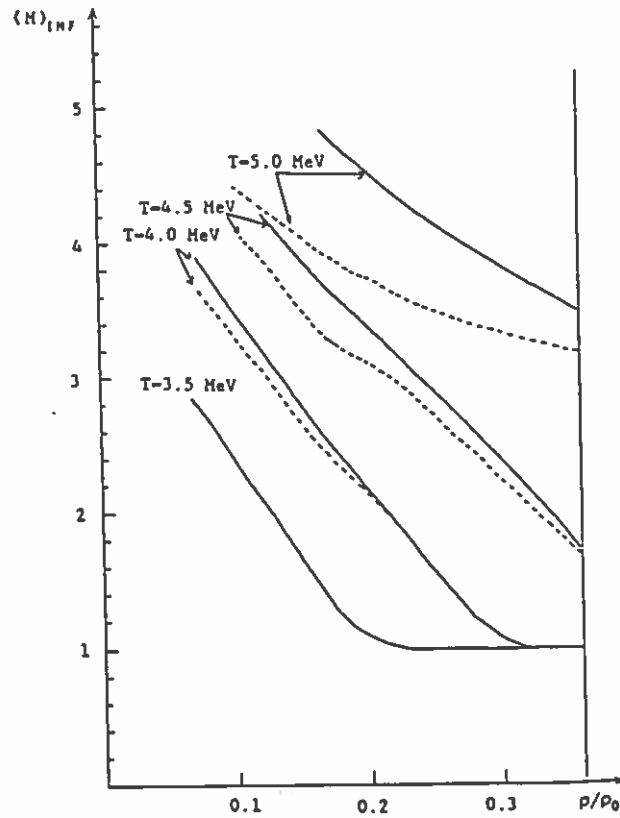


Figure T-26: Evolution de la multiplicité moyenne des IMF ( $Z \geq 4$ ) en fonction de la densité relative et de la température. Pour chaque température, nous avons représenté les variations primaires (lignes pleines) et secondaires (pointillés).

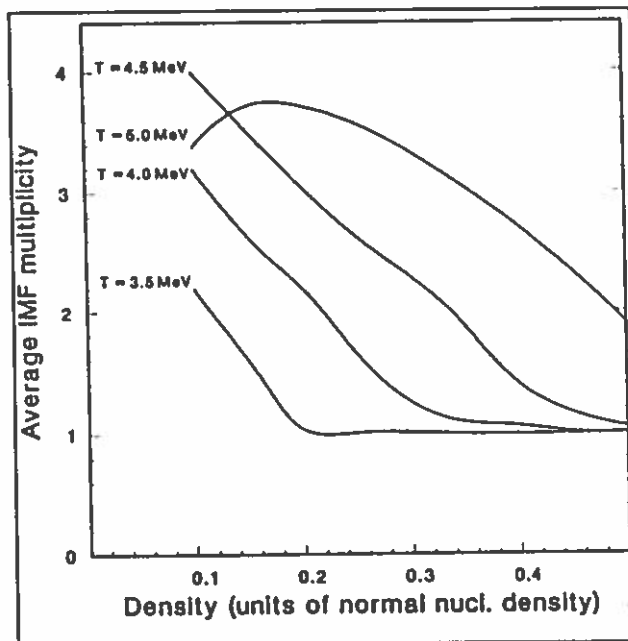


Figure T-27: Evolution de la multiplicité moyenne secondaire des IMF ( $Z \geq 4$ ) en fonction de la température et de la densité relative de fragmentation [T.33].

les évaporations secondaires n'affectent pas significativement la dépendance primaire des multiplicités avec la densité.

De plus, il y a plusieurs avantages à ne considérer que les IMF:

\* Il est difficile expérimentalement de séparer les particules légères provenant de l'évaporation, des émissions de prééquilibre et de la fragmentation. Le fait de ne prendre que les IMF nous évite d'avoir à nous soucier de la provenance des particules légères.

\* Ces IMF ont des temps moyens d'émission grands comparés à ceux des particules légères, ce qui nous assure qu'ils ne proviennent pas d'émissions de prééquilibre et qu'ils sont issus d'un système relativement bien thermalisé.

\* Il est difficile expérimentalement de mesurer la totalité des particules émises au cours d'une réaction, et principalement les neutrons. Les IMF sont eux plus facilement détectés et leurs charges sont généralement bien mesurées.

La figure T-27 nous montre que pour  $T = 5$  MeV, la variation de la multiplicité moyenne des IMF n'est pas monotone. Pour de petites valeurs de la densité, elle décroît lorsque la dilution augmente. Ceci s'explique par le fait que la taille moyenne des fragments diminue lorsque la densité diminue. Il est donc nécessaire d'adapter la définition des IMF en fonction des conditions dans lesquelles on travaille. Le choix sera fait de manière à obtenir une dépendance forte et monotone de la multiplicité moyenne des IMF en fonction de la densité de fragmentation.

Il est donc théoriquement possible de déterminer expérimentalement une courbe  $E^* = f(\rho)$ , et donc de déterminer l'équation d'état de la matière nucléaire dans les régions de basses densités. Il nous faut cependant estimer quelles énergies sont mises en jeu dans la réaction.

### 3) Estimation de l'énergie de compression.

Le but est d'obtenir une estimation de  $E^*$  et si possible de l'énergie de compression pour pouvoir tracer la courbe  $E_{\text{comp}} = f(\rho)$ . Le bilan énergétique de la réaction s'écrit comme suit:

$$(71) \quad E = E^* + E_{\text{pré}} + E_{\text{rec}} + E_{\gamma} + E_{\pi} + Q$$

$$(72) \quad E^* = E_{\text{ther}} + E_{\text{coll}}$$

|                   |  |
|-------------------|--|
| avec E            | : énergie totale   |
| $E^*$             | : énergie d'excitation   |
| $E_{\text{pré}}$  | : énergie de prééquilibre  |
| $E_{\text{rec}}$  | : énergie de recul du noyau composé  |
| $E_{\text{coll}}$ | : énergie collective non thermique (expansion, rotation, compression, etc) |
| $E_{\gamma}$      | : énergie des $\gamma$ émis  |
| $E_{\pi}$         | : énergie des pions émis   |
| Q                 | : bilan massique de la réaction  |
| $E_{\text{ther}}$ | : énergie thermique  |

On n'étudie ici que les collisions centrales. L'énergie de rotation peut donc être négligée. De même, aux énergies où nous travaillons, la production de pions et de  $\gamma$  peut être négligée. L'énergie collective provenant de la dilatation du système, est considérée nulle au moment où la fragmentation intervient (cf chapitre III). Moyennant toutes ces approximations, l'équation (71) devient:

$$(73) \quad E^* = E - E_{\text{rec}} - E_{\text{pré}} - Q$$

Une estimation de  $E^*$  a été faite par S.Leray [T.31]. L'énergie d'excitation est alors donnée par:

$$(74) \quad E^* = \alpha \frac{A_T}{\alpha A_p + A_T} E_{\text{lab}}$$

où  $E_{\text{lab}}$  est l'énergie incidente dans le laboratoire et  $\alpha$  est déterminé par:



$$(75) \quad \begin{cases} \alpha = 1 & \text{Si } \frac{V_p}{C} < 0.1 \\ \alpha = 1.19 - 1.904 \frac{V_p}{C} & \text{Si } \frac{V_p}{C} \geq 0.1 \end{cases} \quad \text{avec } V_p: \text{ vitesse du projectile}$$

Ce facteur  $\alpha$  représente en fait la partie du projectile qui a fusionné avec la cible. Cette formulation prend en compte les émissions de prééquilibre et néglige le bilan massique  $Q$  de la réaction de fusion incomplète.

Le tableau suivant nous donne une estimation de  $E^*/A$  en fonction de l'énergie incidente du projectile pour le système  $^{40}\text{Ar} + ^{50}\text{Ti}$  [T.31].

| $E_{\text{lab}}/A$ (MeV) | $\alpha$ | $A_{f.i.}$ | $E^*/A$ (MeV) |
|--------------------------|----------|------------|---------------|
| 5                        | 0.99     | 90         | 1.2           |
| 10                       | 0.91     | 87         | 2.4           |
| 15                       | 0.85     | 84         | 3.6           |
| 20                       | 0.80     | 82         | 4.8           |
| 25                       | 0.76     | 80         | 5.9           |
| 30                       | 0.72     | 79         | 7.0           |
| 35                       | 0.68     | 77         | 8.0           |
| 40                       | 0.65     | 76         | 9.0           |
| 45                       | 0.62     | 75         | 10.0          |
| 50                       | 0.59     | 74         | 10.9          |
| 55                       | 0.56     | 73         | 11.8          |
| 60                       | 0.54     | 72         | 12.6          |

Ayant estimé  $E^*$ , il nous reste à estimer  $E_{\text{ther}}$  pour obtenir la valeur de l'énergie collective. La valeur limite de température mesurée expérimentalement semble être de 5 MeV [T.1,T.2]. En prenant une valeur de la densité de niveau égale à  $a = \frac{A}{10}$ , l'énergie thermique du noyau est alors à 2.5 MeV par nucléon. L'énergie collective est alors donnée par:

$$(76) \quad E_{\text{coll}} = E^* - 2.5 \times A \quad (\text{en MeV})$$

Au freeze-out, l'expansion du système est supposée nulle. L'énergie collective est donc essentiellement sous la forme d'énergie de compression. On identifie donc  $E_{\text{coll}}$  avec  $E_{\text{comp}}$ . La courbe  $E_{\text{comp}} = f(\rho)$  peut être alors

déterminée, les variations de  $\rho$  étant obtenues en faisant varier l'énergie incidente du projectile.

#### 4) Discussion de la méthode.

Cette méthode présente de sérieux défauts:

- \* L'utilisation de la systématique de S.Leray pour l'estimation de  $E^*$  introduit une erreur qui peut aller jusqu'à 15%. Cette loi est empirique et déduite d'observations expérimentales (fig. T-28) et n'est vraie qu'en moyenne.
- \* On suppose que le modèle de Copenhague décrit correctement la multifragmentation du système, malgré les limitations exposées au paragraphe §III.3).
- \* On suppose également que la température, si elle a un sens, est la même avant et après le processus de fragmentation. Ceci suppose que seule l'énergie de compression est utilisée pour la formation des fragments, notamment pour la création des surfaces des fragments, ce qui est peut être trop restrictif.
- \* La valeur du paramètre de densité de niveau joue un grand rôle dans l'estimation de l'énergie de compression. Si nous prenons comme valeur  $A/12$ , l'énergie thermique serait plus faible et donc l'énergie de compression plus forte. Si nous prenons une valeur  $a=A/8$ , l'énergie thermique sera plus grande et donc l'énergie de compression obtenue plus petite. Une erreur de 2 MeV sur le paramètre  $A/a$  conduit à une erreur d'environ 20% sur l'énergie de compression.
- \* La masse et la charge initiales introduites dans la phase de fragmentation du système composé ont été prises égales à celles du noyau de fusion complète, ce qui n'est pas le cas, la fusion étant incomplète d'après la référence [T.31].

Le meilleur moyen de tester l'efficacité de cette méthode de mesure des basses densités est de mesurer l'énergie d'excitation expérimentalement et de regarder si cette valeur concorde avec les valeurs données par le modèle statistique de fragmentation et par l'estimation réalisée avec la

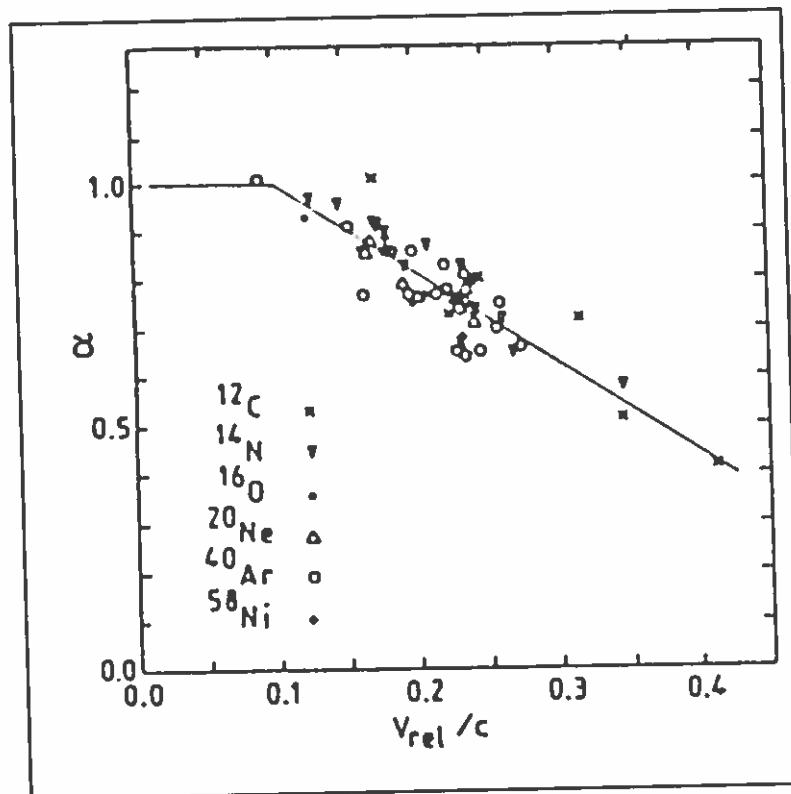


Figure T-28: Variations du paramètre  $\alpha$  avec la vitesse du projectile  
(issue de la référence [T.31])

systematique de la référence [T.31].

Les améliorations possibles à apporter seraient les suivantes: prendre en compte les énergies dues à d'éventuelles déformations du noyau et de l'énergie d'expansion au moment où la fragmentation commence, estimées par exemple avec des simulation L.V. (cf chapitre II), et enfin introduire dans le code de fragmentation la masse et la charge du système composé estimées par la systématique de la référence [T.31]. Les calculs sont faits pour des collisions centrales pour lesquelles l'énergie déposée dans le système est maximum. Pour simuler correctement la réaction, il faut prendre en compte toute la gamme de paramètres d'impacts, et donc tenir compte d'éventuelles énergies de rotation, de flow ou de déformation. Ceci va diminuer l'énergie disponible pour la compression. Cela revient à modifier les différents bilans énergétiques qui interviennent tant dans le modèle de fragmentation statistique (cf § III) que dans l'estimation de l'énergie d'excitation faite dans le paragraphe IV.3).

Notons enfin que cette méthode reste lourde à utiliser. On ne connaît pas *a priori* les valeurs de multiplicité et de température que l'expérience va mesurer. Cela nécessite donc le calcul de plusieurs points des courbes  $\langle M_{IMF} \rangle = f(\rho, E^*)$  et  $\langle T \rangle = g(\rho, E^*)$ , ce qui suppose de longs temps de calcul (cf paragraphe III.3) ).

## Chapitre V.

### Conclusions.

Il est possible d'avoir une première idée des mécanismes qui interviennent dans la formation de fragments dans le cadre de la multifragmentation. Récapitulons la démarche suivie:

1. Notre étude repose sur le scénario suivant: la collision entre les deux noyaux conduit à la formation d'un noyau composé chaud et comprimé qui se dilate jusqu'à atteindre des zones de basses densités dans lesquelles les instabilités se développent (phase dynamique), puis le système explose sous l'effet de ces instabilités (phase de fragmentation).

2. La phase dynamique, simulée par le modèle L.V., est suivie jusqu'au moment où les instabilités se sont suffisamment développées. On obtient ainsi la densité moyenne et l'énergie d'excitation du système juste avant son explosion.

3. La phase de fragmentation est ensuite simulée par le modèle statistique de fragmentation dont les paramètres en voie d'entrée sont donnés par la dynamique.

4. On mesure ensuite les différentes observables voulues, exceptées les observables cinématiques telles que les vitesses et les angles d'émission des fragments.

On peut espérer pouvoir simuler ainsi la réaction toute entière. Ce travail est ambitieux et beaucoup d'améliorations sont à apporter. En ce qui concerne la définition des instabilités dans les simulation L.V., le continuum a besoin d'être mieux défini. Il se peut que des instabilités non monopolaires se développent et ceci mérite une étude plus approfondie. Pour la phase de fragmentation, nous ne disposons pas de modèles entièrement satisfaisants et de gros travaux sont actuellement en cours pour comprendre et simuler complètement les phénomènes de fragmentation.

Une première tentative de ce type d'étude a été faite par L.Vinet et

K.Sneppen [T.32]. L'objet était de regarder l'influence de la rotation sur le processus de fragmentation. La phase dynamique était simulée par L.V. et la phase de fragmentation par le code de Copenhague. Le défaut de leur approche est qu'il n'existe pas de connexion claire entre les deux phases, la densité de freeze-out étant constante quelle que soit l'énergie incidente du projectile. La seule variable est l'énergie d'excitation déposée dans le système. L'originalité de notre étude est donc de considérer cette densité de fragmentation comme une quantité variable et non figée.

Ceci nous a amené à proposer une méthode de mesure expérimentale de l'équation d'état de la matière nucléaire finie aux basses densités. Cette méthode est évidemment imparfaite et des améliorations sont nécessaires. Elle constitue néanmoins un premier pas vers la détermination des propriétés de la matière nucléaire diluée à l'aide des réactions d'ions lourds aux énergies intermédiaires.

DEUXIEME PARTIE.

ETUDES EXPERIMENTALES.

## Chapitre I.

### Le dispositif expérimental.

#### 1) Description.

L'expérience E92 a été réalisée dans la chambre à réaction NAUTILUS. L'ensemble de détection principal est constitué par le MUR [E.1] et la moitié du TONNEAU [E.2] (fig. E-1).

Le MUR est un ensemble de 96 hodoscopes disposés en 5 couronnes de 16 détecteurs et 2 couronnes de 8 détecteurs. Chaque élément est constitué d'un trapèze de scintillateur plastique NE102 de 2 mm d'épaisseur. La lumière, collectée par des guides de lumière disposés sur une des tranches de l'élément, est amenée à un photomultiplicateur. Le Mur couvre les angles polaires de  $3.2^\circ$  à  $31^\circ$  dans le laboratoire. Les couronnes sont disposées le long d'une sphère centrée sur la cible et de rayon de 210 cm.

Le TONNEAU est constitué de 72 demi-douves disposées en sphère autour de la cible. Le rayon de cette sphère est de 80 cm. Une demi-douve du TONNEAU est constituée d'un scintillateur plastique NE102 de 2 mm d'épaisseur. La lumière est collectée à chaque extrémité de la latte, ce qui permet une mesure de l'angle polaire par différence du temps de parcours de la lumière dans la latte avec une précision de  $6^\circ$ . Le demi TONNEAU utilisé couvre les angles de  $30^\circ$  à  $90^\circ$  dans le laboratoire.

Cet ensemble a une couverture de  $2\pi$  en angle solide dans le laboratoire. Utilisé en cinématique inverse, la couverture est à peu près de  $4\pi$  dans le centre de masse du système projectile-cible.

En complément, 8 scintillateurs solides NaI ont été adjoints aux angles suivants: 6 de  $40^\circ$  à  $60^\circ$  et 2 à  $120^\circ$  dans le laboratoire. Ils ont été introduits pour identifier des isotopes légers et pour mesurer avec précision leurs spectres en énergie à des angles relativement élevés et aux angles arrières, afin d'en extraire la température du noyau émetteur.

Dans un second type de mesure, 8 télescopes au silicium de  $25 \text{ cm}^2$  et



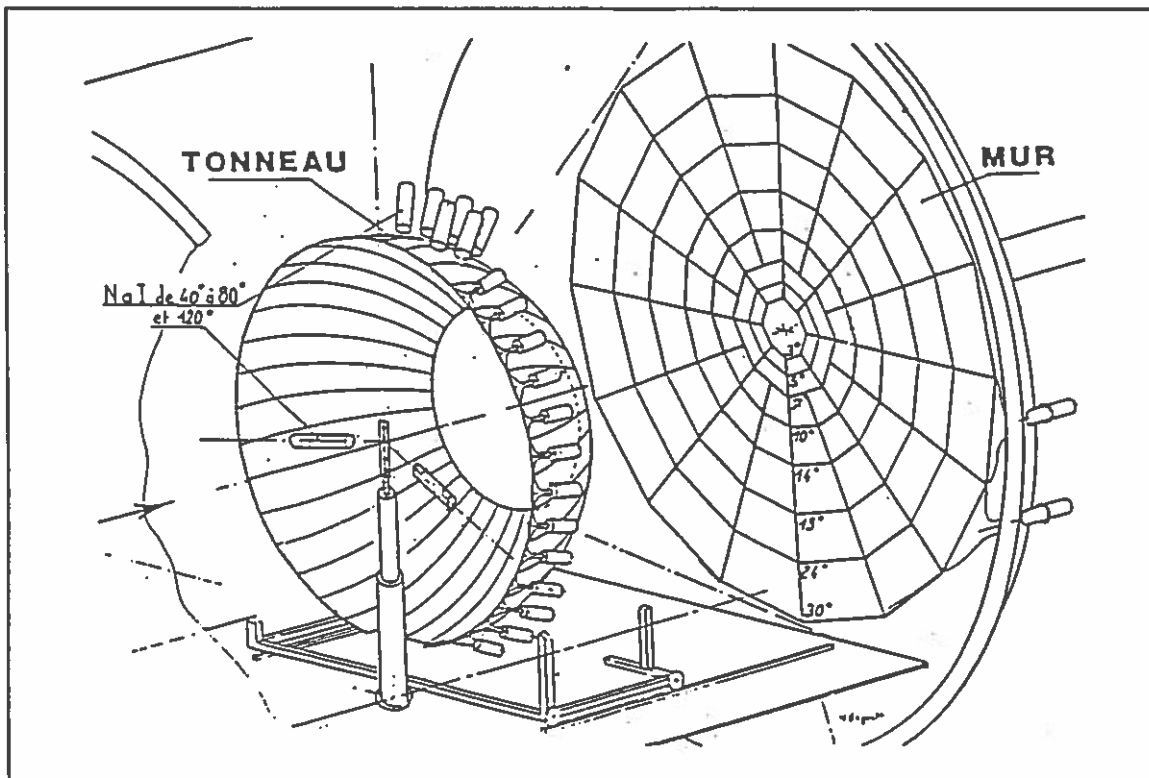


Figure E-1: Montage expérimental de l'expérience E92.

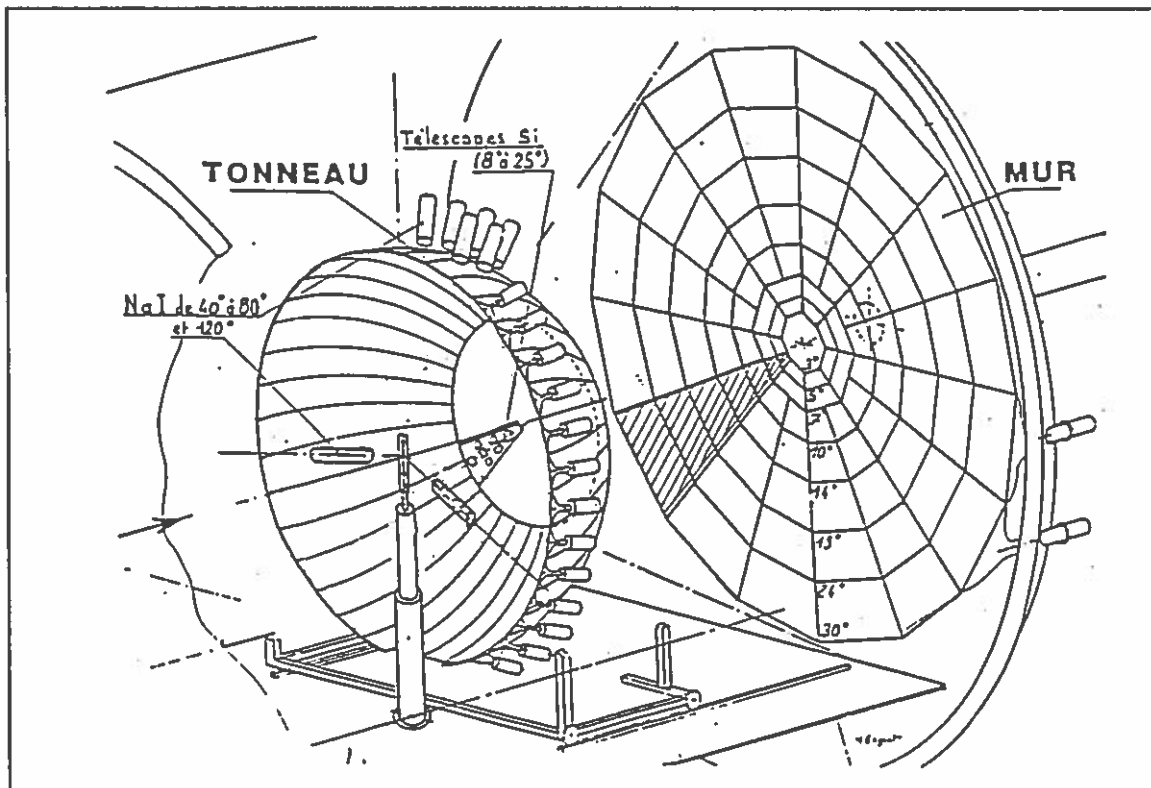


Figure E-2: Montage expérimental de l'expérience E92 en présence des télescopes Si. Leur ombre sur le MUR est représentée par la zone hachurée.

de 300  $\mu\text{m}$  d'épaisseur ont également été adjoints pendant environ 10 % du temps de faisceau à l'aide d'un bras mobile. Ils couvrent des angles  $8^\circ$  à  $24^\circ$  (fig. E-2). La zone d'ombre introduite par ces détecteurs est repérée par la zone hachurée. Les résultats obtenus avec ces détecteurs ne seront pas utilisés ici et sont amplement détaillés dans la thèse de Jeong [E.3].

Le tableau suivant résume les principales caractéristiques de l'ensemble de détection utilisé.

| MUR       | Numéro de l'anneau   | Nombre de détecteurs | $\theta_{\text{inf}}^\circ$ | $\theta_{\text{sup}}^\circ$ |
|-----------|--|----------------------|-----------------------------|-----------------------------|
|           | 1  | 8                    | 3.2                         | 5.2                         |
|           | 2  | 8                    | 5.3                         | 7.3                         |
|           | 3  | 16                   | 7.4                         | 10.3                        |
|           | 4  | 16                   | 10.7                        | 14.7                        |
|           | 5  | 16                   | 14.9                        | 19.9                        |
|           | 6  | 16                   | 20.3                        | 25.2                        |
|           | 7  | 16                   | 25.9                        | 30.0                        |
| ½ TONNEAU | 36 demi-douves $30^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ $\Delta\theta = 6^\circ$ |                      |                             |                             |
| NaI       | 6 de $40^\circ$ à $80^\circ$ , 2 à $120^\circ$                               |                      |                             |                             |
| Si        | 8 de $8^\circ$ à $24^\circ$  |                      |                             |                             |

## 2) Conditions expérimentales.

L'ensemble projectile-cible choisi est  $^{40}\text{Ar}$  sur  $^{27}\text{Al}$ . Ce choix a été fait pour plusieurs raisons: l'étude en a été faite à plusieurs reprises, notamment par G.Auger et al., à GANIL, où la disparition du résidu de fusion a été observée entre 32 et 36 MeV/u [E.4]. La charge totale du système étant de 31, on espère que les fragments produits au cours de la réaction seront bien identifiés pour des multiplicités moyennes (5 à 10) malgré les limitations d'identification des charges (voir §4).

A cause du bruit de fond pouvant être provoqué par les électrons, l'ensemble des scintillateurs du MUR a été recouvert d'une feuille d'aluminium de 200  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et ceux du demi TONNEAU d'une feuille de 100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. Ceci se traduira par la suite par des seuils de détection rehaussés.

Le mode de déclenchement utilisé est un mode de déclenchement en

multiplicité. L'acquisition n'a lieu que si au moins deux des 132 scintillateurs de l'ensemble MUR+ $\frac{1}{2}$ TONNEAU sont touchés. Ceci contribue à éliminer la diffusion élastique ainsi que les collisions les plus périphériques, le quasi-projectile passant alors dans le trou de 3° du MUR. Pour les phases de mesure dans lesquelles les détecteurs au silicium sont présents, l'acquisition n'est déclenchée que si l'un des télescopes est touché, l'ensemble MUR+ $\frac{1}{2}$ TONNEAU fonctionnant alors en esclave.

### 3) Méthode d'identification des particules chargées.

Les méthodes d'identification utilisées sont les suivantes:

- \* pour les scintillateurs NE102, on utilise la méthode dite  $\Delta E$ -Temps de vol ou E-Temps de vol (fig. E-3). Les gains des photomultiplicateurs sont réglés de telle sorte que cette méthode ne permet d'identifier clairement que les particules dont la charge est inférieure ou égale à 8. Pour les particules de charge supérieure, leur charge est prise égale à 9. Pour les charges  $Z=1$  et  $Z=2$ , il y a une ambiguïté sur la détermination de la charge dans la zone E: on estime que 40 % des particules sont des deutons, les autres étant des particules alpha.

- \* NaI: comme nous n'avons pas pris en considération les résultats de ces détecteurs, nous n'en parlerons pas.

- \* pour les siliciums, la méthode  $\Delta E$ -E a été utilisée. Elle permet une identification des charges jusqu'à  $Z=20$ . Les résultats de ces télescopes sont largement étudiés dans la thèse de Jeong [E.3].

### 4) limitation de détection.

Pour l'étude qui nous concerne, voici les limites de détection de l'ensemble MUR+ $\frac{1}{2}$ TONNEAU.

- \* Angle solide couvert dans le centre de masse pour le noyau de fusion complète du système Ar + Al: 90% de  $4\pi$ .

- \* Identification des charges: bonne pour  $Z \leq 8$  dans la zone  $\Delta E$ , erreur

de  $\pm 1$  dans la zone E pour  $Z \geq 4$ . Pour  $Z \geq 9$ , la charge est prise égale à 9. De ce fait, les éléments de charge supérieure à 9 sont comptés et leur vitesse est bien mesurée, mais leur charge n'est pas bien déterminée.

\* Seuils de détection dus aux feuilles d'aluminium: de 2.5 MeV/u pour les protons jusqu'à 4.8 MeV/u pour  $Z = 8$ , pour le MUR. Ces seuils sont un peu plus bas pour le TONNEAU.

### 5) Mesures effectuées.

L'expérience E92 s'est déroulée en deux temps:

\* En mars 1987, un premier faisceau d' $^{36}\text{Ar}$  a été accéléré à 85 MeV/u sur une cible d' $^{27}\text{Al}$  en faisceau auxiliaire. Ceci a permis d'effectuer des mesures brèves mais avec une statistique pauvre. Début avril, lors du passage en faisceau pilote, une panne de l'un des résonateurs a stoppé l'expérience.

\* En mai 1987, un faisceau d' $^{40}\text{Ar}$  a été accéléré à l'énergie de 65 MeV/u, puis ralenti à 25, 36, 45 et 55 MeV/u sur une cible de  $^{27}\text{Al}$ . De plus, les faisceaux de 36, 55 et 65 MeV/u ont été utilisés sur des cibles de  $^{12}\text{C}$  et de  $^{\text{Nat}}\text{Ni}$ . L'étude a été concentrée sur le système  $^{40}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ . Le temps de faisceau a été de  $15 \times 8$  heures, son intensité de 1 à 3 nAe. Pour 90% du temps de faisceau, l'ensemble MUR+ $\frac{1}{2}$ TONNEAU a été utilisé en déclenchement en multiplicité. Pour les 10% restant, les télescopes Si ont été introduits en étant maîtres pour le déclenchement.

## Chapitre II.

### Analyse des résultats expérimentaux.

#### 1) But.

Le but principal de l'analyse est de voir quel est le changement de mécanisme de réaction pour le système Ar + Al indiqué par la référence [E.4], et notamment de voir s'il apparaît le phénomène de multifragmentation. Ce type de processus nécessite un grand dépôt d'énergie dans le système. L'étude se focalise donc sur les collisions les plus centrales. Nous avons cherché un critère de sélection des événements centraux, après s'être assuré que les événements étaient bien mesurés.

#### 2) Sélection des événements bien mesurés.

Une première manière consiste à dire ceci: plus il y aura d'énergie déposée dans le système, plus la multiplicité observée sera grande. Donc les collisions les plus frontales correspondront aux événements dont la multiplicité observée est grande. A partir de quelle valeur une multiplicité sera considérée comme grande ? Pour répondre à cette question, on regarde la distribution des multiplicités (fig. E-4). On remarque un col entre les faibles multiplicités ( $M \leq 5$ ) et les grandes multiplicités à 65 MeV/u. Les événements dont la multiplicité est supérieure à 5 semblent donc correspondre aux collisions centrales.

La situation est en fait plus complexe. En regardant la corrélation entre les multiplicités et le moment parallèle mesuré (fig. E-5), on voit apparaître deux zones distinctes qui contiennent des événements de multiplicités comparables. La zone où  $P_{\parallel}$  est petit contient des événements dont le moment parallèle manquant est grand. Ceci peut se produire pour plusieurs raisons: un gros fragment est passé dans le trou du MUR et donc n'a pas été détecté, ou un gros fragment a eu sa masse grandement

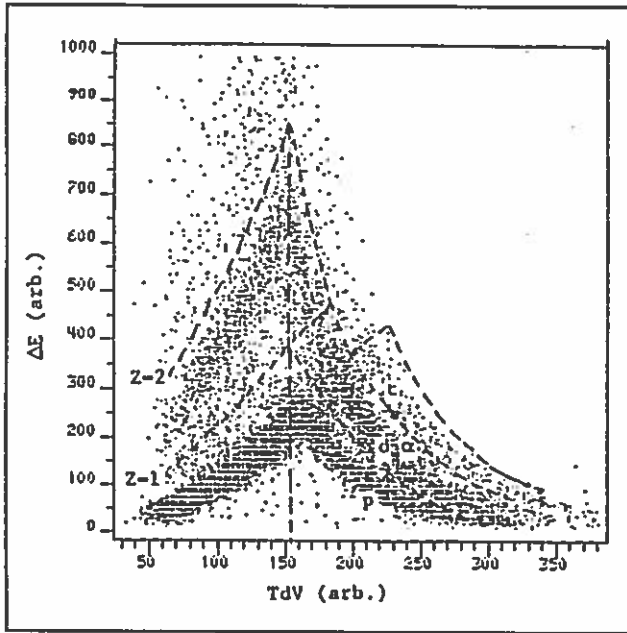


Figure E-3: Carte d'identification  $\Delta E$ -TdV obtenue à 65 MeV/A.

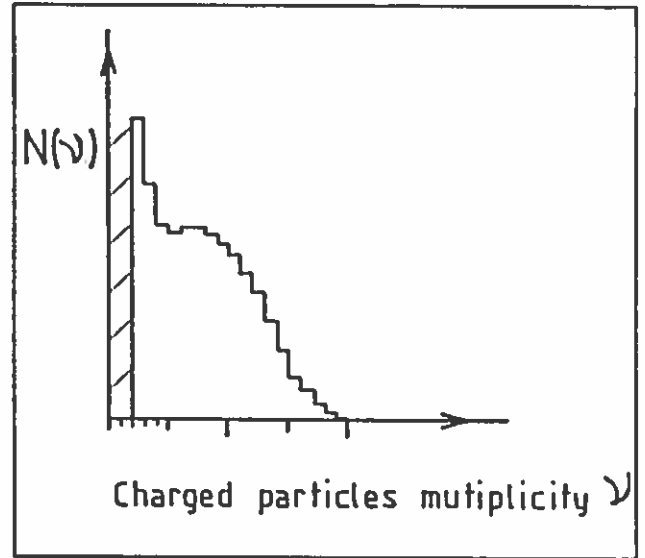


Figure E-4: Distribution de multiplicité brute.

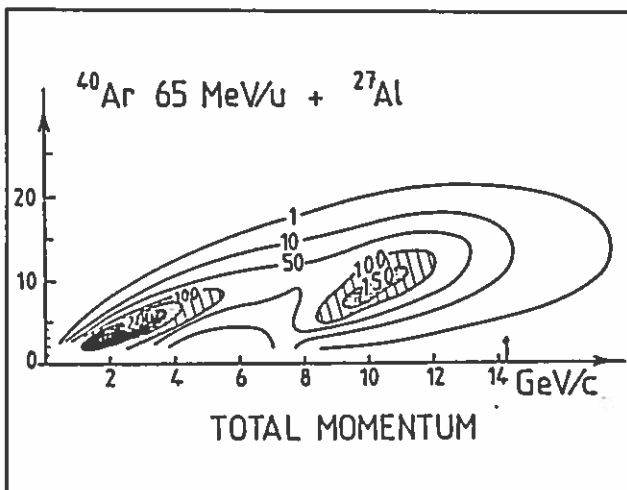


Figure E-5: Corrélation M-P<sub>//</sub> à 65 MeV/A. On distingue bien les deux bosses.

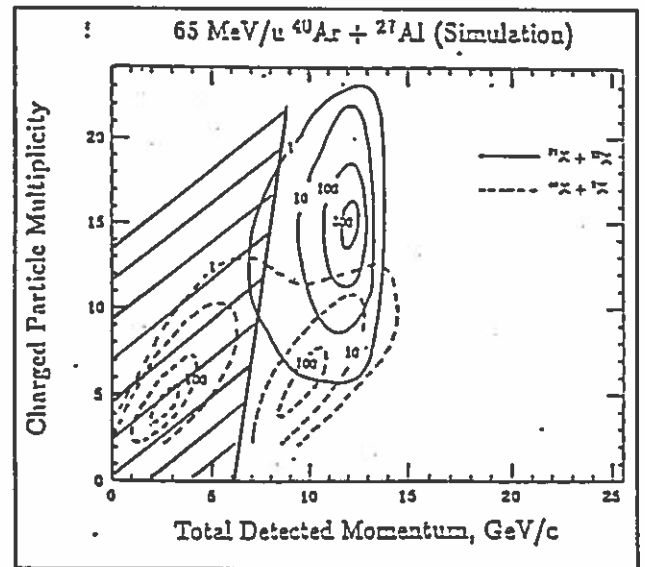


Figure E-6: Carte M-P<sub>//</sub> obtenue avec les simulations. La zone hachurée délimite la zone des événements mal mesurés.

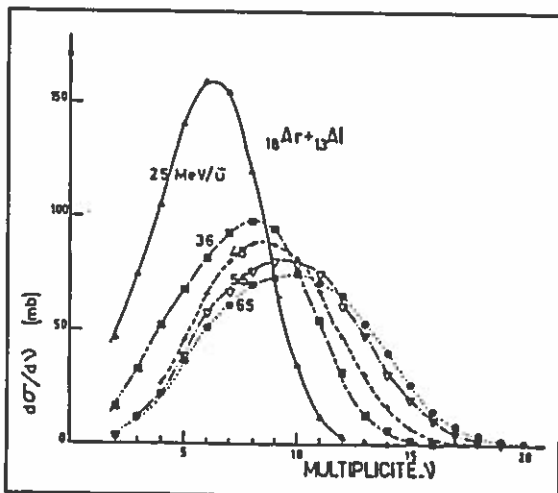


Figure E-7: Distributions de multiplicités pour les événements bien mesurés.

sous-estimée en raison des limitations des détecteurs qui ne différencient pas les charges supérieures à 9. Ceci se produit dans les collisions périphériques où le quasi-projectile emporte la plus grande partie de la quantité de mouvement initiale. Dans les deux cas, ces événements sont "mal mesurés".

Ceci est confirmé par des simulations numériques. Elles reposent sur le modèle suivant: le projectile absorbe une partie plus ou moins grande de la cible suivant la violence de la collision. Le système formé émet statistiquement des particules chargées selon une distribution presque isotrope. On fabrique alors des événements numériques en tenant compte du filtre expérimental, c'est à dire en tenant compte de la couverture angulaire, des zones mortes, des seuils en vitesse et des défauts de résolution du dispositif expérimental.

Le résultat de ces simulations est présenté sur la figure E-6. Pour les collisions les plus périphériques, seuls trois nucléons de la cible ont été transférés au projectile, 2 zones apparaissent dans la carte M-P<sub>||</sub>. Une grande partie du moment est absente et est emportée par un résidu mal ou non mesuré. L'autre zone est située aux environs de 75% du moment total: l'ensemble de l'événement a été bien détecté. Plus la fusion devient complète, et par conséquent plus la collision est centrale, plus la proportion d'événements correctement détectés est grande.

Nous diviserons donc la carte M-P<sub>||</sub> comme suit: une zone pour laquelle les moments sont faibles et les multiplicités relativement faibles dite zone des événements "mal mesurés" (zone hachurée) et une zone où le moment est grand ainsi que la multiplicité que nous appellerons la zone des événements "bien mesurés". Ceci ne nous éclaire pas sur le paramètre d'impact de ces collisions. La zone "bien mesurée" contient en fait tous les événements qui n'ont pas été affectés par les limitations de notre appareillage de détection. Il nous faut donc isoler parmi les événements de cette zone ceux qui correspondent aux réactions centrales. Le tableau ci-dessous nous indique la proportion d'événements bien mesurés en fonction de la masse du noyau composé formé.

| $A_{\text{proj}} + A_{\text{cible}}$ | Proportion d'évènements "bien mesurés" (%) |
|--------------------------------------|--|
| 40 + 27                              | 100  |
| 40 + 15                              | 100  |
| 33 + 22                              | 96   |
| 40 + 10                              | 93   |
| 40 + 3                               | 40   |
| 40 + 1                               | 3  |

Si on trace la distribution des multiplicités pour ces évènements bien mesurés (fig. E-7), on remarque un changement important d'allure entre 25 et 36 MeV/u. L'intensité du maximum devient soudainement plus faible et la largeur de la distribution augmente. Ceci semble indiquer un changement de mécanisme de réaction entre ces 2 énergies, ce qui est en accord avec les résultats de Auger et al. [E.4].

Dorénavant les études ne porteront que sur les évènements bien mesurés, les autres correspondant à des collisions tangentielles incomplètement détectées qui ne nous intéressent donc pas.

### 3) Analyse en tenseurs de moments.

Pour classer les collisions en fonction de leur paramètre d'impact, on pourrait considérer que les multiplicités les plus élevées proviennent des collisions les plus centrales, comme cela se fait pour les collisions d'ions lourds aux hautes énergies. Mais aux énergies intermédiaires, les multiplicités mesurées sont faibles et de simples fluctuations statistiques peuvent mélanger des évènements de différentes origines, ce qui interdit une telle méthode de tri. Ceci est d'autant plus vrai que les multiplicités varient avec l'énergie du projectile: le classement des paramètres d'impact dans une tranche de multiplicité serait différent pour chaque énergie et pourrait fausser nos conclusions.

Il nous faut donc utiliser une méthode qui soit indépendante de l'énergie du projectile. Pour avoir le meilleur classement possible, il faut considérer l'intégralité de l'information recueillie et ne pas se limiter à une petite partie de cette information, telle que la



multiplicité. Ceci nous conduit à utiliser des variables globales, telles que la sphéricité de l'ellipsoïde des moments des fragments détectés.

a) Présentation.

Pour essayer de classer les événements bien mesurés par paramètre d'impact, nous utiliserons le tenseur des moments défini comme suit [E.5]:

$$(1) \quad T_{i,j} = \frac{\sum_{\nu} \frac{P_i^{\nu} \times P_j^{\nu}}{|P^{\nu}|}}{\sum_{\nu} |P^{\nu}|} \quad i,j = x,y,z \quad \vec{P}_{\nu} \text{ étant le moment du fragment } \nu.$$

Les moments  $\vec{P}_{\nu}$  sont calculés dans le centre de masse du système. Après le calcul de ce tenseur, on le diagonalise. Les valeurs propres  $t_1, t_2$  et  $t_3$  et les vecteurs propres  $\vec{e}_1, \vec{e}_2$  et  $\vec{e}_3$  associées définissent un ellipsoïde dans l'espace des moments, dont les longueurs  $q_i$  des axes principaux sont données par  $q_i = \sqrt{t_i}$  [E.6]. On les ordonne ensuite de la manière suivante, de façon que l'axe  $q_3$  soit le plus différent des deux autres et puisse donc être défini comme "l'axe de symétrie" de l'ellipsoïde des moments:

$$(2) \quad |q_1 - q_2| \leq |q_2 - q_3| \leq |q_1 - q_3|$$

On peut alors définir une excentricité  $\varepsilon$ :

$$(3) \quad \varepsilon = \frac{q_3 - \frac{1}{2}(q_1 + q_2)}{(q_1 + q_2 + q_3)}$$

La valeur de  $\varepsilon$  est comprise entre -0.5 et 1. Lorsque  $\varepsilon$  est égal à -0.5,  $q_3$  est nul. On a alors un ellipsoïde en forme de disque. Les moments sont distribués dans un plan perpendiculaire au vecteur  $\vec{e}_3$ . Lorsque  $\varepsilon$  est égal à 1,  $q_2$  et  $q_1$  sont nuls. L'ellipsoïde se ramène alors à une ligne. Tous les moments sont colinéaires. Lorsque l'ellipsoïde est une sphère, les trois axes ayant des longueurs égales, la valeur de  $\varepsilon$  s'annule. Plus

généralement, lorsque  $q_3$  est le plus grand,  $\varepsilon$  est positif et l'ellipsoïde ressemble à un cigare plus ou moins allongé; lorsque  $q_3$  est petit,  $\varepsilon$  devient négatif et l'ellipsoïde des moments prend la forme d'une lentille plus ou moins épaisse.

Ceci nous permet de classer les événements par paramètre d'impact, la forme de la distribution dépendant de la nature de la réaction.

Deux remarques s'imposent:

\* Il est nécessaire de définir un système de référence. Nous prenons le système du centre de masse pour voir s'il existe des événements dont le centre de masse est proche du centre de masse du noyau de fusion complète.

\*  $\varepsilon$  n'est jamais rigoureusement nul. Des simulations mettant en jeu 300 moments distribués sur une surface sphérique homogène montrent que la valeur absolue de  $\varepsilon$  devient rarement inférieure à 0.05. Ceci est encore plus vrai pour les multiplicités que nous observons qui ne dépassent pas 20.

La première contrainte constitue une limite sérieuse à ce type d'étude. La vitesse de référence joue un très grand rôle. Imaginons que l'on ait une distribution isotrope de vitesses autour d'une vitesse  $\vec{V}_R$ , de rayon  $V_M$ , toutes les particules ayant la même masse. Le tenseur des moments s'écrit, dans ce référentiel animé de la vitesse  $\vec{V}_R$ :

$$(4) \quad T_{ij} = \frac{\int_{\Omega} \frac{P_i P_j}{|P|} d^2 P}{\int_{\Omega} |P| d^2 P} \quad \text{où } \vec{P} \text{ est le moment des particules mesurées et } \Omega \text{ la sphère sur laquelle les vitesses sont distribuées.}$$

Ici, le calcul est très simple car on a:  $\vec{P} = m \vec{V}$   
d'où

$$(5) \quad T_{ij} = \frac{1}{4 \pi V_M^3} \int_{\Omega} \frac{V_i V_j}{|V|} d^2 V$$

On utilise les coordonnées polaires:

$$(6) \quad \begin{cases} V_x = V_M \sin \theta \cos \varphi \\ V_y = V_M \sin \theta \sin \varphi \\ V_z = V_M \cos \theta \end{cases} \quad \text{et } d^2V = V_M^2 \sin \theta \, d\theta \, d\varphi$$

On obtient après intégration:

$$(7) \quad T_{xx} = T_{yy} = T_{zz} = \frac{1}{3} \quad \text{et} \quad T_{xy} = T_{yz} = T_{xz} = 0$$

$$\text{d'où} \quad \begin{cases} \varepsilon = 0 \\ \theta_3 \text{ est indéterminé} \end{cases}$$

On obtient ici une valeur nulle de  $\varepsilon$ , ce qui peut paraître contradictoire avec les simulations effectuées. En fait, les deux calculs sont différents: pour les simulations, on ne réalise l'intégration que sur 300 points de la sphère alors que dans ce calcul la surface entière de la sphère est prise en compte. Le simple fait d'oublier quelques points suffit à introduire un décalage et à empêcher l'annulation de l'excentricité  $\varepsilon$ .

Si on prend un autre système de référence animé d'une vitesse  $\vec{V} = \vec{V}_R + \Delta\vec{V}$ ,  $\Delta\vec{V}$  étant aligné avec l'axe Oz du faisceau, on obtient:

$$(8) \quad \begin{cases} T_{xx} = T_{yy} = \frac{1}{3} \\ T_{zz} = \frac{1}{3} + \frac{\Delta V^2}{V_M^2} \\ T_{xy} = T_{yz} = T_{xz} = 0 \end{cases} \quad \text{d'où} \quad \begin{cases} \varepsilon = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} + \frac{\Delta V^2}{V_M^2}} - \sqrt{\frac{1}{3}}}{\sqrt{\frac{1}{3} + \frac{\Delta V^2}{V_M^2}} + 2\sqrt{\frac{1}{3}}} \\ \theta_3 = 0 \end{cases}$$

Ce décalage en vitesse introduit deux effets: une déformation de l'ellipsoïde des moments et un alignement de l'axe de symétrie le long de la direction du décalage (fig. E-8).

Cette méthode permet en fait de sélectionner les événements selon la différence de leur vitesse de source avec une source particulière qui émet les fragments de manière isotrope. La référence ici choisie est le noyau de

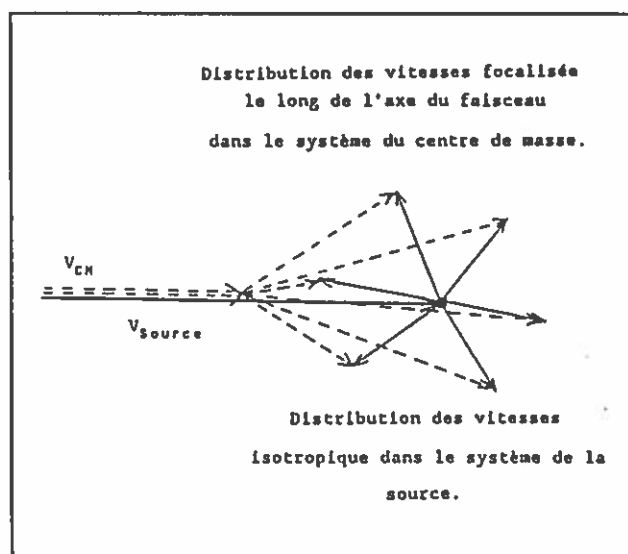


Figure E-8: Schéma explicatif de l'influence du choix de la référence sur la valeur de  $\epsilon$ . Les lignes pleines représentent les valeurs le système de la source et les pointillés celles obtenues dans le centre de masse.

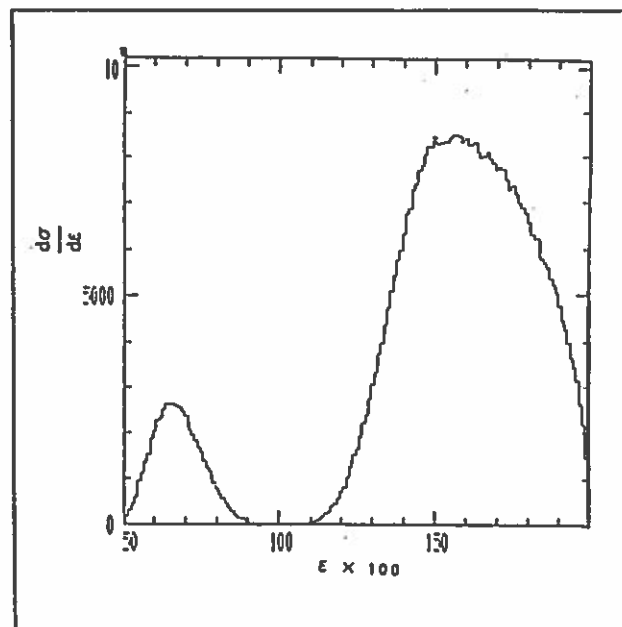


Figure E-9: Distribution des excentricités obtenues à 45 MeV/A.

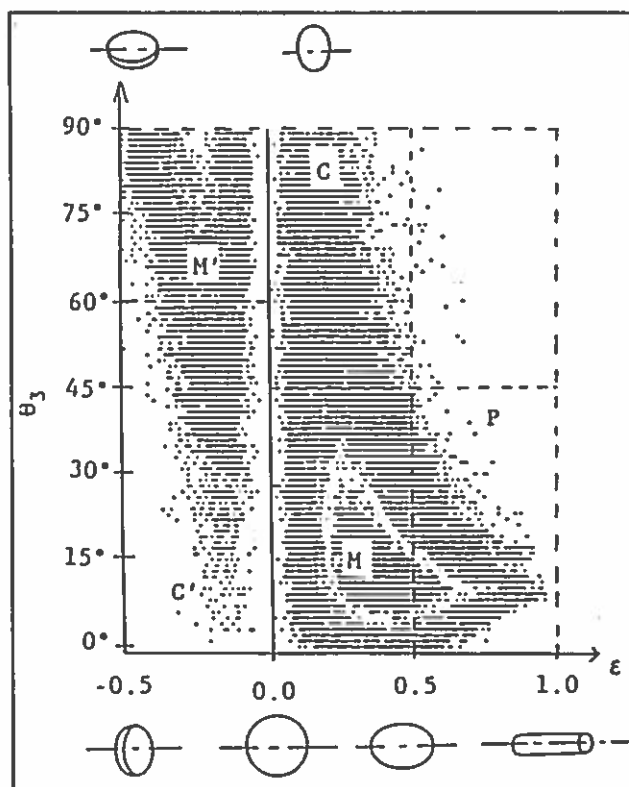


Figure E-10: Carte  $\epsilon$ - $\theta_3$  obtenue à 45 MeV/A.

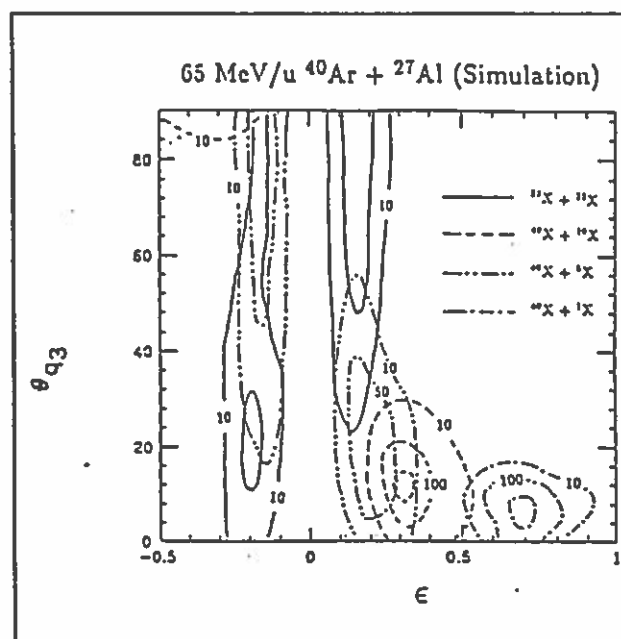


Figure E-11: Carte  $\epsilon$ - $\theta_3$  obtenue avec les simulations.

fusion complète.

#### b) Premières études.

Une première méthode de sélection consisterait donc à utiliser les distributions de  $\varepsilon$  pour identifier les paramètres d'impacts. Les fragments sont émis de manière isotrope si un noyau composé thermalisé a eu le temps de se former. Dans une collision centrale, il se peut aussi que les fragments soient émis dans une direction perpendiculaire à l'axe du faisceau. Les valeurs intéressantes de  $\varepsilon$  sont donc les valeurs de faible valeur absolue (émission isotrope) ou les valeurs négatives (émission dans un plan). Quelle sera la limite ? On voit sur un tel spectre (fig. E-9) que cette limite est bien difficile à établir. De plus, le fait de savoir que les fragments sont émis dans un plan est insuffisant car il nous faut aussi la direction de ce plan dans l'espace. Il est donc nécessaire de prendre en compte un autre paramètre. On peut par exemple prendre l'angle que fait l'axe de symétrie principal avec la direction du faisceau, que l'on notera  $\theta_3$ . On peut alors tracer des cartes  $\varepsilon - \theta_3$  et considérer que telle ou telle zone de cette carte correspond à tel ou tel paramètre d'impact. En utilisant les événements générés numériquement, on aboutit à la distinction de plusieurs zones dans la carte  $\varepsilon - \theta_3$  montrée figure E-10. On peut la subdiviser en trois régions dans la zone des  $\varepsilon$  positifs:

\* la première pour laquelle  $\varepsilon > 0.5$  et  $\theta_3 \leq 45^\circ$  contient des événements qui ont gardé la mémoire de la direction du faisceau et dont la distribution des moments est très allongée le long du faisceau. Ce type d'évènement correspond à des collisions périphériques dans lesquelles un ou deux nucléons de la cible sont transférés au projectile.

\* la deuxième pour laquelle  $0 \leq \varepsilon \leq 0.5$  et  $\theta_3 \leq 45^\circ$  correspond à des événements dont l'ellipsoïde des moments est presque sphérique, mais dont l'axe principal de symétrie est plus ou moins aligné sur le faisceau. Le système conserve encore la mémoire de sa formation et la provenance de ces événements en terme de paramètres d'impact est difficile à établir. On constate que plusieurs types de collisions viennent peupler cette région.

\* la troisième région où  $0 \leq \varepsilon \leq 0.5$  et  $\theta_3 > 45^\circ$  correspond à des événements qui ont oublié la direction initiale du faisceau et dont l'émission des fragments est isotrope. Ils proviennent de collisions centrales dans lesquelles le système a oublié l'histoire de sa formation et où les deux noyaux ont fusionné presque complètement.

Dans la zone des  $\varepsilon$  négatifs, on obtient deux zones:

\* Pour  $\theta_3$  supérieur à  $60^\circ$ , on trouve des collisions périphériques mélangées à des collisions intermédiaires et centrales. Ces événements correspondent à l'émission des fragments selon un plan qui contient l'axe du faisceau.

\* La région où  $\theta_3$  est inférieur à  $60^\circ$  correspond en grande majorité à des événements où la fusion est presque complète et donc à des collisions centrales.

On peut diviser notre carte en cinq régions distinctes:

|               | C            | M               | P       | C'              | M'           |
|---------------|--------------|-----------------|---------|-----------------|--------------|
| $\varepsilon$ | $\leq 0.5$   | $\leq 0.5$      | $> 0.5$ | $< 0$           | $< 0$        |
| $\theta_3$    | $> 45^\circ$ | $\leq 45^\circ$ |         | $\leq 60^\circ$ | $> 60^\circ$ |

La figure E-11 montre une telle carte obtenue avec les données expérimentales pour une énergie incidente de 45 MeV/u. On remarque le fort peuplement des régions M et M'. Les régions C et C' sont plus faiblement peuplées, une grande partie des collisions centrales étant noyée dans les régions M et M'.

On vérifie que notre sélection est correcte en traçant région par région des cartes vitesse parallèle - vitesse perpendiculaire en section efficace invariante (notées  $V_{\parallel}$  -  $V_{\perp}$ ). La section efficace invariante par changement de référentiel est définie par:

$$(9) \quad \frac{d\sigma_{Inv}}{dV_{\parallel} dV_{\perp}} = \frac{d\sigma_{lab}}{d\theta} \frac{1}{M^2 V_{lab} \sin \theta_{lab}}$$

Les cartes obtenues sont montrées sur les figures E-12 à E-14. Pour la première région, on constate que la vitesse de la source principale des

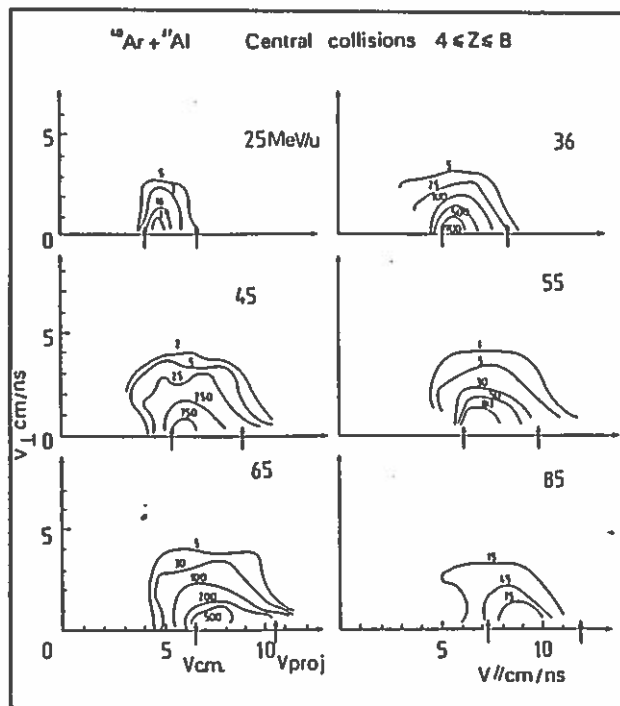


Figure E-13

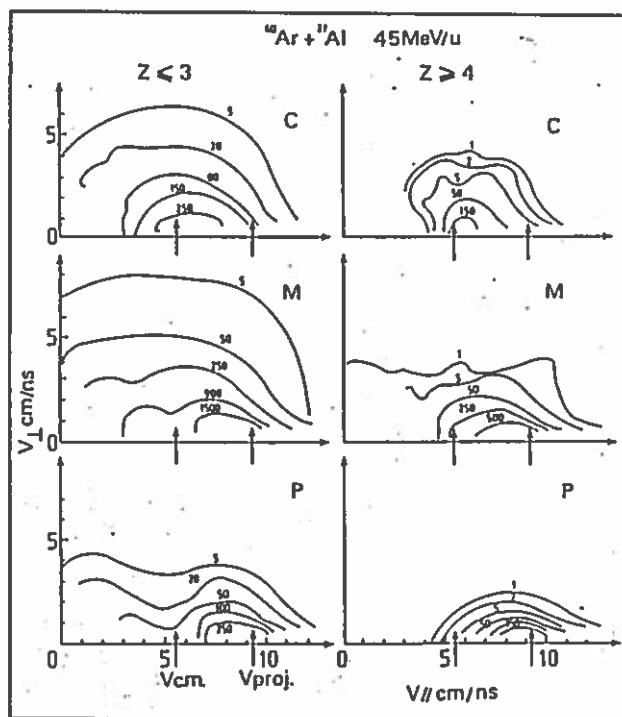


Figure E-14

Cartes en section efficace invariante  $V_{\parallel}-V_{\perp}$ .

fragments est proche de la vitesse du projectile, aussi bien pour les fragments légers ( $Z \leq 3$ ) que pour les fragments lourds ( $Z \geq 4$ ). On sélectionne donc bien les collisions les plus périphériques. Pour la deuxième région, on ne distingue pas clairement de source d'émission. Cette région correspond à un mélange de plusieurs paramètres d'impacts y compris les collisions centrales et donc plusieurs sources se trouvent ici mêlées. Pour la troisième, on distingue clairement une source d'émission dont la vitesse est proche de celle du noyau de fusion complète aussi bien pour les fragments lourds que pour les légers. On sélectionne donc bien ici les collisions les plus centrales.

Ceci confirme la classification suivante:

- \* Région P : collisions périphériques.
- \* Régions M et M': mélange de plusieurs types de collisions.
- \* Régions C et C': une partie des collisions centrales.

#### c) Etude des multiplicités.

Pour compléter ces analyses, il nous a semblé intéressant de comparer ce critère de classement des événements à celui utilisant la multiplicité. Nous avons donc étudié la localisation des divers événements sur la carte  $\epsilon - \theta_3$  en fonction de leur multiplicité  $\nu$ . La figure E-15 montre le résultat de cette étude à 65 MeV/u. Les événements peuvent être classés de la manière suivante:

- \* pour  $\nu \leq 5$ , les événements sont principalement localisés dans la région P et dans la région  $\epsilon < 0$  et  $\theta_3 \geq 60^\circ$ . Ces événements à peu de particules émises proviennent de collisions périphériques dans lesquelles le dépôt d'énergie est faible. Pour ceux localisés dans la zone P, la distribution des moments est allongée le long du faisceau. Pour les autres ( $\epsilon < 0$ ), les particules sont émises dans un plan qui contient plus ou moins l'axe du faisceau ( $\theta_3 \geq 60^\circ$ ). Dans les deux cas, la mémoire de la direction initiale du faisceau est conservée.

- \* pour  $\nu \geq 12$ , les événements se répartissent presque uniformément en angle  $\theta_3$  autour de l'axe  $\epsilon = 0$  avec des valeurs absolues de  $\epsilon$  plus petites



que 0.3. Ces événements proviennent de collisions dans lesquelles le dépôt d'énergie a été grand et dont la direction initiale du faisceau a été oubliée. L'émission de ces fragments est presque isotrope. Ces collisions correspondent à des paramètres d'impact petits.

\* pour  $6 \leq \nu \leq 11$ , les événements se situent principalement dans la zone M. On remarque que plus la multiplicité est grande, plus la valeur absolue de  $\varepsilon$  diminue et plus la répartition de  $\theta_3$  est uniforme.

Ceci confirme la validité du classement en 3 régions effectuée dans le paragraphe b).

On peut ensuite étudier l'évolution de différentes quantités zone par zone. Par exemple, on peut tracer les cartes  $V_{\parallel} - V_{\perp}$  pour vérifier à quel type d'événement correspond telle ou telle zone. Le résultat est montré sur les figures E-16 à E-18.

Pour les zones C et C' (fig. E-16), il apparaît une source unique dont la vitesse est proche de celle du centre de masse, et ce quel que soit le type de particule étudié. Ces zones correspondent à des collisions centrales. Pour la zone P (fig. E-18), on voit clairement deux sources: une dont la vitesse est proche de celle du projectile et une autre dont la vitesse est très faible. Ces événements sont bien issus de collisions périphériques. Pour les zones M et M' (fig. E-17), la situation est plus confuse, et il n'est plus possible d'identifier clairement une source unique. On retrouve ici le mélange entre des collisions centrales, périphériques et intermédiaires.

En traçant les distributions de la valeur moyenne des vitesses parallèles au faisceau des fragments mesurés, qui est considérée comme la vitesse de la source qui a émis ces fragments, on retrouve le même type de classification (fig. E-19): les zones C et C' présentent un maximum proche de la vitesse du centre de masse; le maximum de la zone P est près de la vitesse du projectile; pour la zone M' le maximum est décalé vers les grandes vitesses par rapport à la zone C, ce qui indique une contribution relativement grande des événements centraux dans cette zone polluée par des collisions plus périphériques; le maximum de la zone M se situe entre la vitesse du projectile et du centre de masse, ce qui indique une

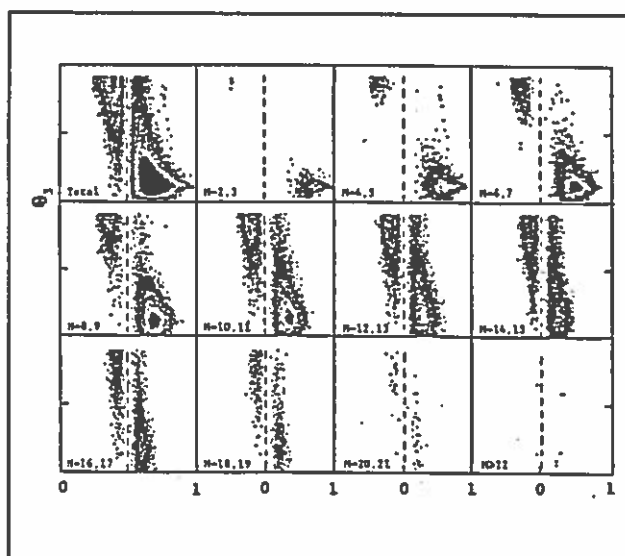


Figure E-15: Etude de la localisation des événements sur la carte  $\varepsilon$ - $\theta_3$  en fonction de leur multiplicité à 65 MeV/A.

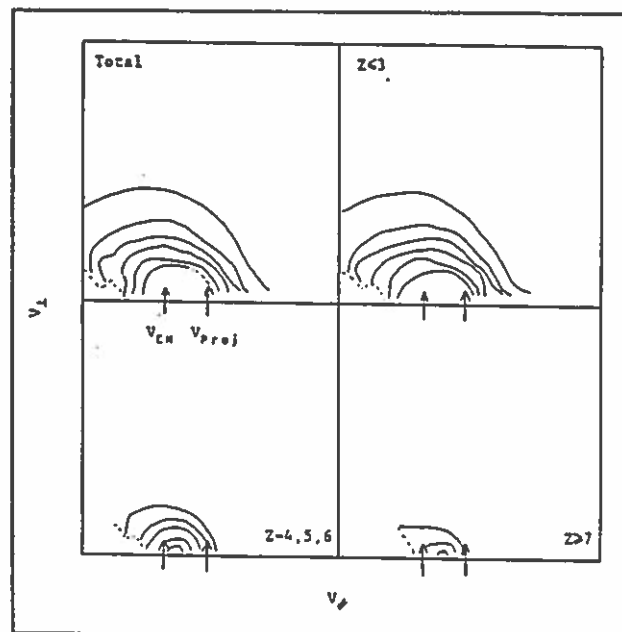


Figure E-16: Cartes  $V_{\parallel}$ - $V_{\perp}$  pour la zone C à 65 MeV/A.

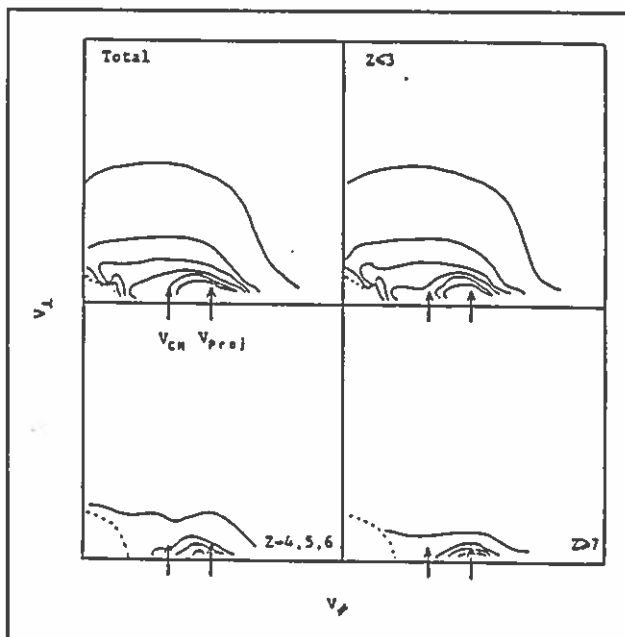


Figure E-17: Cartes  $V_{\parallel}$ - $V_{\perp}$  pour la zone M à 65 MeV/A.

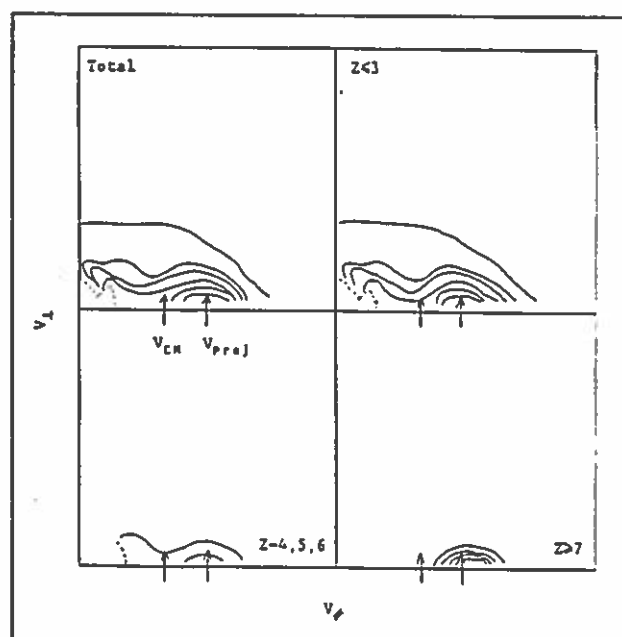


Figure E-18: Cartes  $V_{\parallel}$ - $V_{\perp}$  pour la zone P à 65 MeV/A.

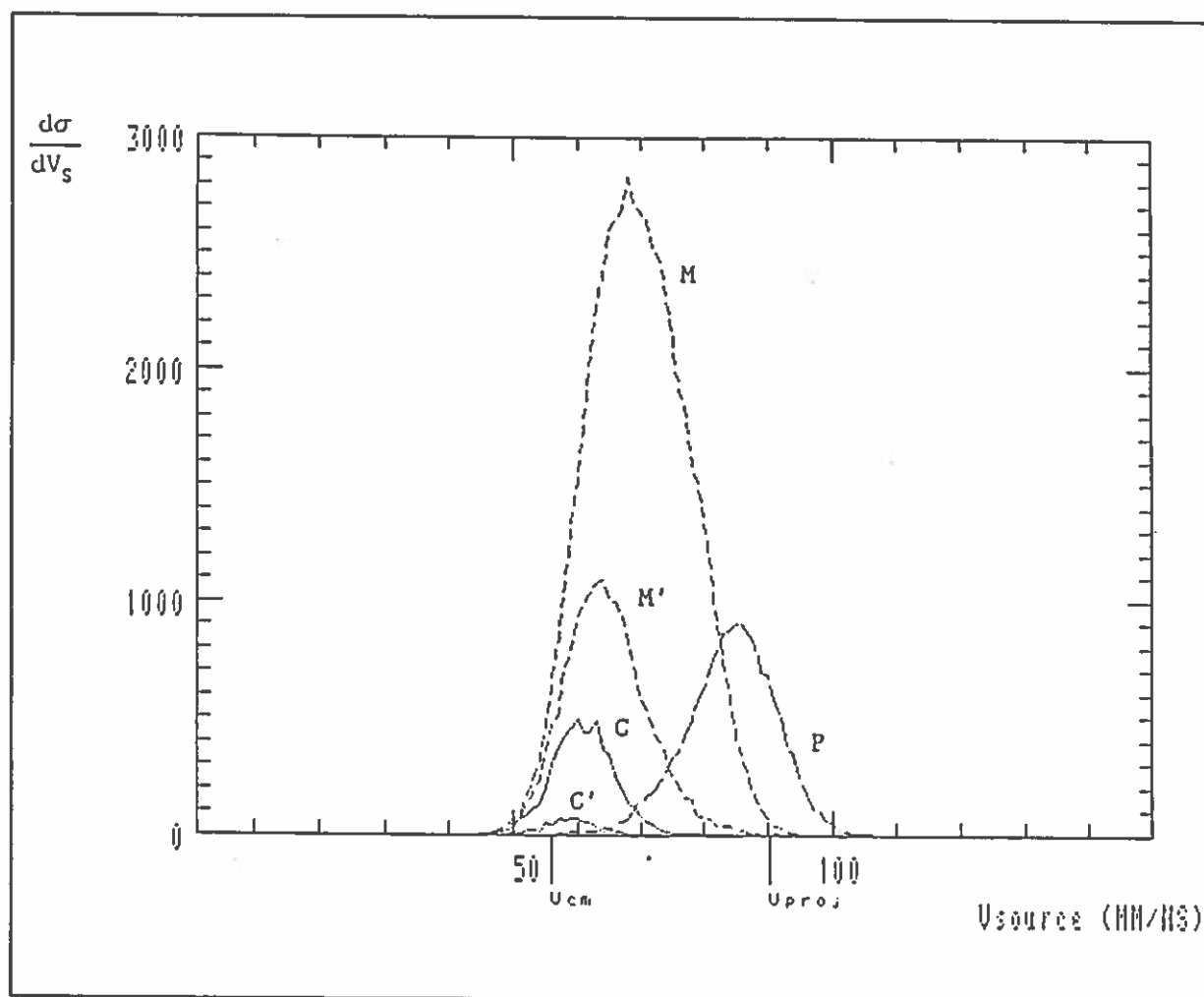


Figure E-19: Distributions des vitesses de sources pour les zones M, M', P, C, C' obtenue à 45 MeV/A. On note la faible proportion d'évènements centraux (zones C et C').

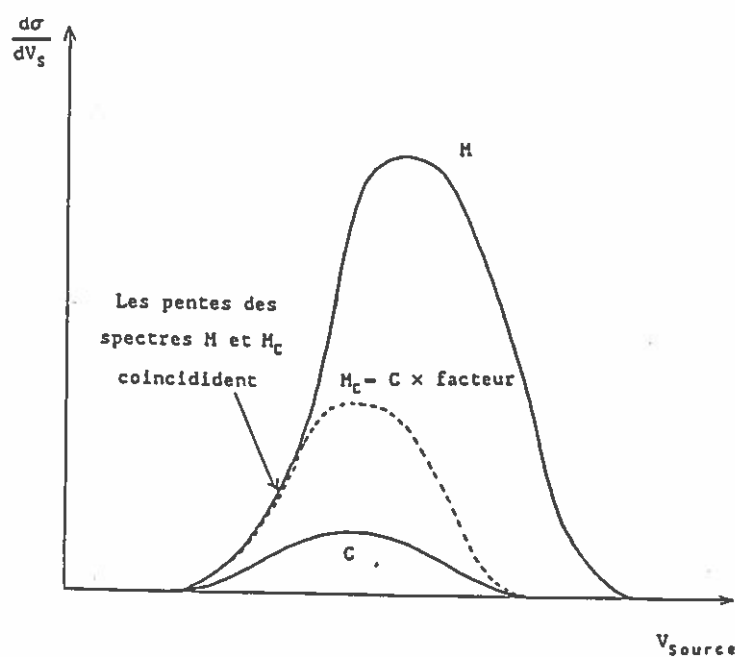


Figure E-20: Schéma explicatif de la méthode utilisée pour estimer la proportion de collisions centrales aux différentes énergies incidentes.

contribution à peu près égale des collisions centrales, périphériques et intermédiaires.

L'inconvénient majeur de cette classification est que l'on ne sélectionne proprement qu'une partie des événements centraux dans les zones C et C', la majeure partie d'entre eux se situant dans les zones M et M'. Ceci est très gênant si on veut faire des mesures de section efficace sur ce type d'évènement.

d) Estimation de la section efficace relative des événements centraux.

L'objet est ici d'estimer quelle est la proportion d'évènements centraux parmi le nombre total d'évènements. Il nous faut pour cela estimer la contribution de ces événements dans les zones M et M', les zones C et C' ne comportant que des collisions centrales. Pour cela, on utilise les distributions de vitesse de source  $V_s$ . Pour estimer la contribution des centraux dans la zone M par exemple, on utilise le spectre de la zone C. On le dilate ensuite en le multipliant par un facteur positif, de façon à faire correspondre les montées du nouveau spectre, que nous appellerons le spectre  $M_c$ , et du spectre de la zone M. En calculant l'intégrale de la distribution  $M_c$ , nous avons la contribution des événements centraux dans la zone M (fig.E-20). On procède de la même façon pour la zone M'. Après sommation des quatre contributions ( C + C' +  $M_c$  +  $M'_c$  ), on peut mesurer la section efficace relative d'évènements centraux par:

$$(10) \quad \sigma_c = \frac{\text{nombre d'évènements centraux}}{\text{nombre total d'évènements ( bien et mal mesurés )}}$$

Nous avons obtenus le résultat suivant:

| $\frac{E_{Inc}}{A}$ (MeV/u) | $\sigma_{Centraux}$ ( % ) |
|-----------------------------|---------------------------|
| 25                          | 21                        |
| 36                          | 20                        |
| 45                          | 11                        |
| 55                          | 12                        |
| 65                          | 9                         |

On remarque un brusque changement entre 36 et 45 MeV/u. Ces estimations sont à considérer avec précaution. Les barres d'erreurs dues à la méthode sont relativement grandes.

e) Etude des multiplicités des fragments de masse intermédiaire.

Nous pouvons également suivre l'évolution des sections efficaces de production des fragments de masse intermédiaires (notés IMF) en fonction de l'énergie incidente. La figure E-21 montre l'évolution de la proportion des évènements avec 1,2,3 et 4 IMF. La proportion d'évènements à 1 IMF reste à peu près constante quelle que soit l'énergie incidente. Ces évènements proviennent de noyaux qui se sont désexcités par évaporation. Par contre, la proportion d'évènements à 2 IMF augmente rapidement entre 25 et 36 MeV/u puis stagne. Pour les évènements à 3 ou 4 IMF, on observe une montée rapide de 25 à 45 MeV/u puis une montée plus lente ensuite. Il semble donc qu'un changement de mécanisme de production des IMF intervienne entre 25 et 36 MeV/u, ce qui est compatible avec les résultats de la référence [E-4]. Ce saut peut être interprété comme l'apparition de la multifragmentation. Il faut cependant être prudent car d'autres mécanismes de réaction peuvent être responsables de ce changement. L'évaporation statistique de fragments peut en être aussi la cause, la probabilité d'émettre des IMF étant alors plus grande lorsque le dépôt d'énergie dans le système composé est grand.

f) Etude de la distribution des charges totales mesurées.

La figure E-22 montre la distribution des charges totales mesurées

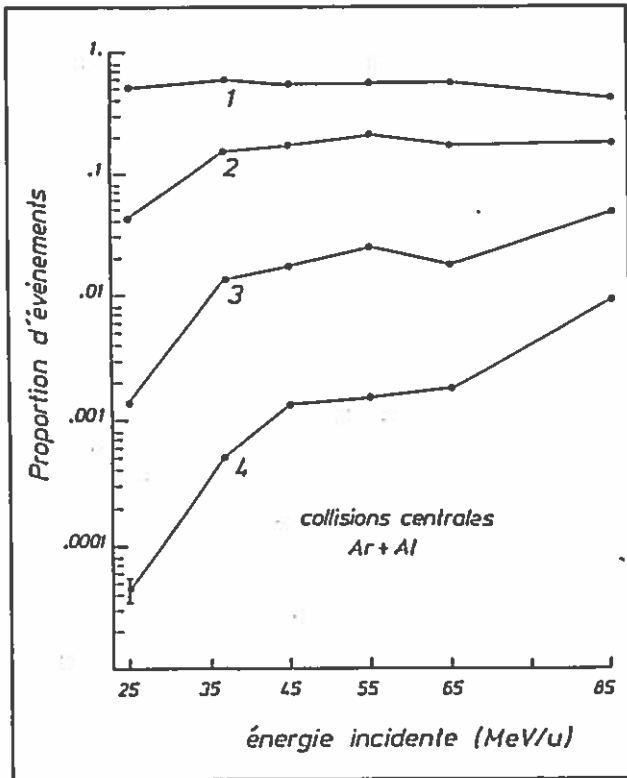


Figure E-21: Variations de la proportion d'événements à 1,2,3 et 4 IMF en fonction de l'énergie du projectile.

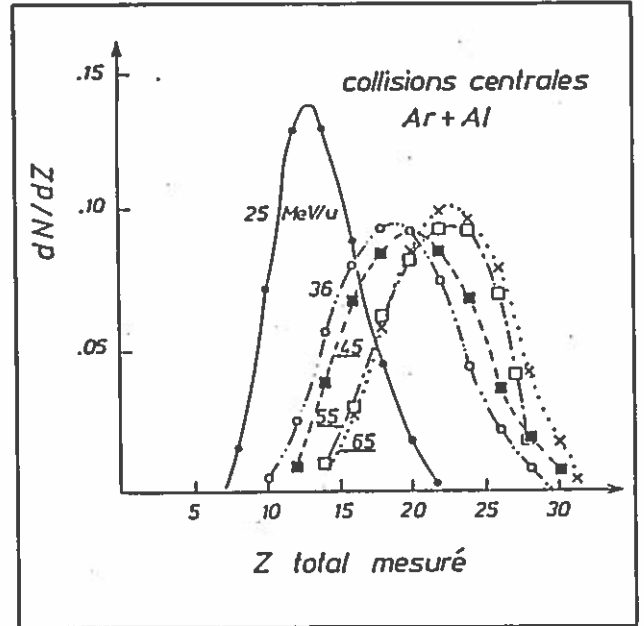


Figure E-22: Distribution des charges totales mesurées pour les collisions centrales.

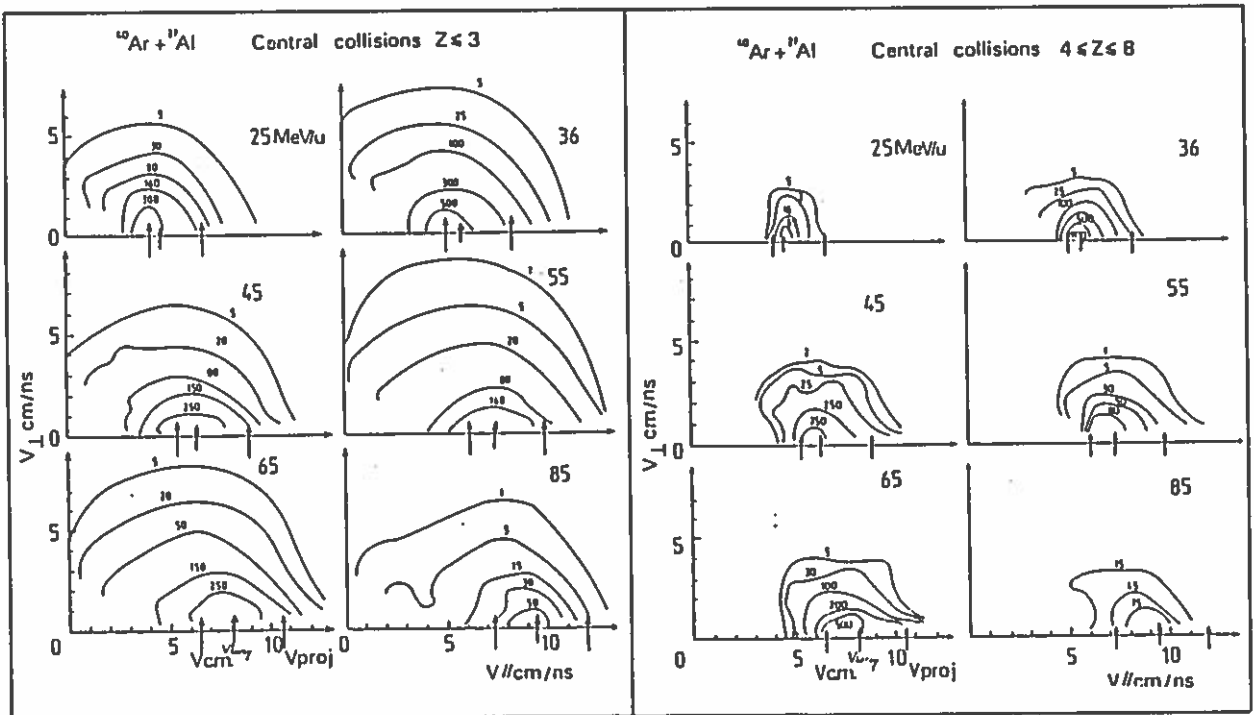


Figure E-23: Cartes  $V_{||} - V_{\perp}$  pour les collisions centrales. La vitesse notée  $V_{\text{Leray}}$  est la vitesse calculée par la sytématique de la référence [E.7].

pour les évènements centraux (régions C et C'). L'allure de cette distribution change entre 25 et 36 MeV/u: le pic est décalé d'environ 10 unités de charge et la largeur de la distribution augmente. Au dessus de 36 MeV/u, le pic se décale plus lentement et la largeur reste à peu près constante.

A 25 MeV/u, la plus grande charge totale mesurée est 22, ce qui indique qu'un gros fragment n'a pas été détecté ou dont la charge a été mal mesurée. Ce fragment contient au moins le tiers de la charge totale du système: le noyau composé se désexcite par évaporation de particules légères et il reste un gros résidu.

A partir de 36 MeV/u, certains évènements mesurent la charge totale du système, car les fragments produits au cours de la réaction sont plus petits et leur charge est donc mieux mesurée. Ces fragments peuvent être issus d'une réaction de multifragmentation.

Il existe un changement de régime entre 25 et 36 MeV/u pour le système Ar + Al ce qui confirme une fois de plus les résultats obtenus par G. Auger *et al.* [E-4]. Le changement intervient lorsque le résidu d'évaporation n'est plus observé.

#### g) Mise en évidence de la formation de noyaux composés.

En utilisant la systématique exposée par S. Leray [E-7] basée sur la mesure expérimentale des vitesses des résidus de fusion (cf partie théorique), et en reportant la vitesse du noyau de fusion incomplète ainsi calculée sur les cartes  $V_{\parallel}$ - $V_{\perp}$  (fig. E-23), on s'aperçoit que cette vitesse coïncide avec le centroïde des couronnes obtenues sur ces cartes. Ceci confirme que des noyaux de fusion incomplète ont été formés au cours de la réaction pour des énergies allant de 25 à 85 MeV/u.

De plus, ces noyaux émettent des fragments isotropiquement, ce qui indique une bonne thermalisation du système, et donc que les noyaux de fusion incomplète sont liés. Des noyaux composés sont donc encore formés même pour des énergies incidentes relativement grandes.

### h) Conclusions sur l'utilisation du tenseur des moments.

Cette méthode comporte un inconvénient important:

\* on ne peut sélectionner qu'une petite partie des collisions centrales.

Elle comporte certains avantages:

\* on ne regarde qu'un certain type de source.

\* cette source peut être identifiée quelle que soit l'énergie incidente du projectile.

\* la totalité de l'information recueillie est utilisée.

### 3) Analyse en énergie d'excitation déposée dans le système.

Pour effectuer une analyse plus détaillée, Il est nécessaire d'utiliser une autre méthode. Intuitivement, l'énergie déposée dans le système est d'autant plus grande que la collision est plus centrale. Une mesure de cette énergie  $E^*$  permettrait donc de séparer les événements centraux des autres.

### a) Définitions.

Supposons qu'une partie de la cible fusionne avec une partie du projectile pour donner un noyau de fusion incomplète de masse  $A_f$ . Le bilan énergétique de cette réaction s'écrit:

$$(11) \quad E = E^* + E_f + E_{nf} + Q$$

avec  $E$  : énergie totale (énergie du projectile)

$E^*$  : énergie d'excitation

$E_f$  : énergie de recul du noyau de fusion incomplète

$E_{nf}$  : énergie cinétique du quasi-projectile

$Q$  : bilan massique de la réaction



La conservation du moment cinétique s'écrit:

$$(12) \quad A_p V_p = A_f V_f + A'_p V_p$$

avec  $A_p$  et  $A'_p$  : masse du projectile et du quasi-projectile

$V_p$  : vitesse du projectile et du quasi-projectile

$V_f$  : vitesse du noyau de fusion

On obtient donc :

$$(13) \quad V_f = \frac{A_p - A'_p}{A_f} V_p$$

Le bilan d'énergie devient, en négligeant le  $Q$  de la réaction:

$$(14) \quad E^* = \frac{1}{2} M_N (A_p - A'_p) V_p^2 - \frac{1}{2} M_N A_f V_f^2$$

$$= \frac{1}{2} M_N A_f V_p V_f - \frac{1}{2} M_N A_f V_f^2$$

D'où:

$$(15) \quad \frac{E^*}{A_f} = \frac{1}{2} M_N V_f (V_p - V_f) \quad \text{où } M_N \text{ est la masse d'un nucléon}$$

On peut donc mesurer  $E^*/A_f$  en mesurant la vitesse de la source des fragments émis. Lorsqu'un résidu de fusion important existe, on se contente de mesurer sa vitesse qui est celle du noyau de fusion en moyenne si l'émission des fragments est isotrope. La vitesse déterminée ici est la vitesse du noyau qui a fusionné pour l'évènement considéré. Si la totalité des fragments émis par le noyau de fusion a été détectée,  $V_f$  est la vitesse parallèle moyenne des fragments mesurés. On ne mesure en fait qu'une partie des fragments émis, les neutrons n'étant pas détectés. La vitesse parallèle moyenne des fragments mesurés définit donc une vitesse de source  $V_s$  proche de  $V_f$ :

$$(16) V_s = \frac{\sum_{\nu=1}^M m_{\nu} V_{\nu} \cos \theta_{\nu}}{\sum_{\nu=1}^M m_{\nu}} \quad \text{avec } m_{\nu} \text{ la masse du fragment } \nu \\ \text{et } \theta_{\nu} \text{ l'angle qu'il fait avec le faisceau.}$$

On peut ensuite analyser le comportement des différents événements en fonction de l'énergie déposée dans le système. On fabrique donc des tranches de vitesses de même largeur dans le spectre des vitesses de source, la vitesse de référence d'une tranche étant la valeur du milieu de cette tranche (fig. E-24). On peut suivre ainsi l'évolution des différentes observables tranche par tranche, et donc en fonction de l'énergie déposée dans le système.

#### b) Corrélations entre l'énergie d'excitation et la multiplicité.

Une des premières choses à regarder est la corrélation entre l'énergie déposée (ou la vitesse de source) et la multiplicité des fragments émis. Ceci peut nous permettre de sélectionner clairement les collisions les plus violentes, la multiplicité étant liée intuitivement à l'énergie d'excitation du système. Les figures E-25 et E-26 montrent de telles corrélations. On constate bien que la multiplicité et la vitesse de recul sont liées, et que la largeur de la distribution de multiplicité pour une vitesse de source donnée est assez importante. On observe la même dépendance entre la multiplicité  $M$  et l'énergie d'excitation  $E^*/A$ , les grandes multiplicités correspondant aux grands dépôts d'énergie.

Il nous faut tout de même vérifier que la vitesse de source  $V_s$  ainsi déterminée est bien mesurée. Pour cela, on sait d'après le § 2.h) que l'analyse en tenseur des moments est bien adaptée. On trace donc par tranche de vitesse de source la carte  $\varepsilon - \theta_3$  en prenant pour référentiel celui animé de la vitesse de source de l'événement. Les figures E-27 et E-28 montrent le résultat de cette étude à 25 et 65 MeV/u. Les cartes tracées sont en fait des cartes  $\varepsilon - 1 - \cos \theta_3$ .

A 25 MeV/u, les valeurs absolues de  $\varepsilon$  sont faibles et l'angle  $\theta_3$  se

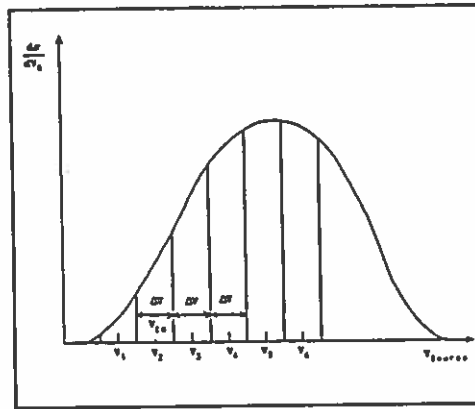


Figure E-24: Schéma explicatif de la classification des collisions en fonction de leur vitesse de source. La deuxième tranche correspond aux événements dont la vitesse de source est proche de la vitesse du centre de masse du système.

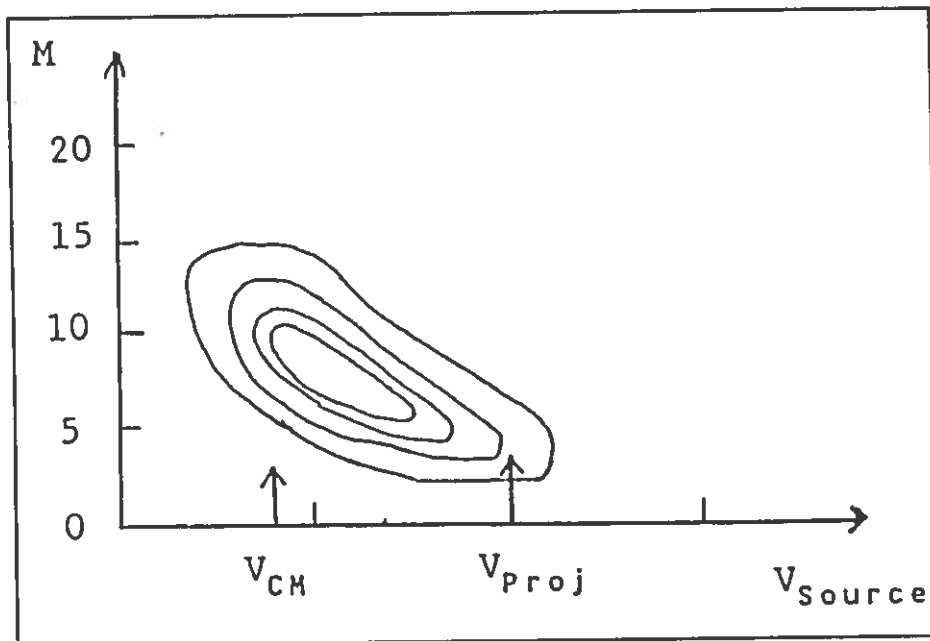


Figure E-25: Corrélations entre la multiplicité et la vitesse de source obtenue à 65 MeV/A.

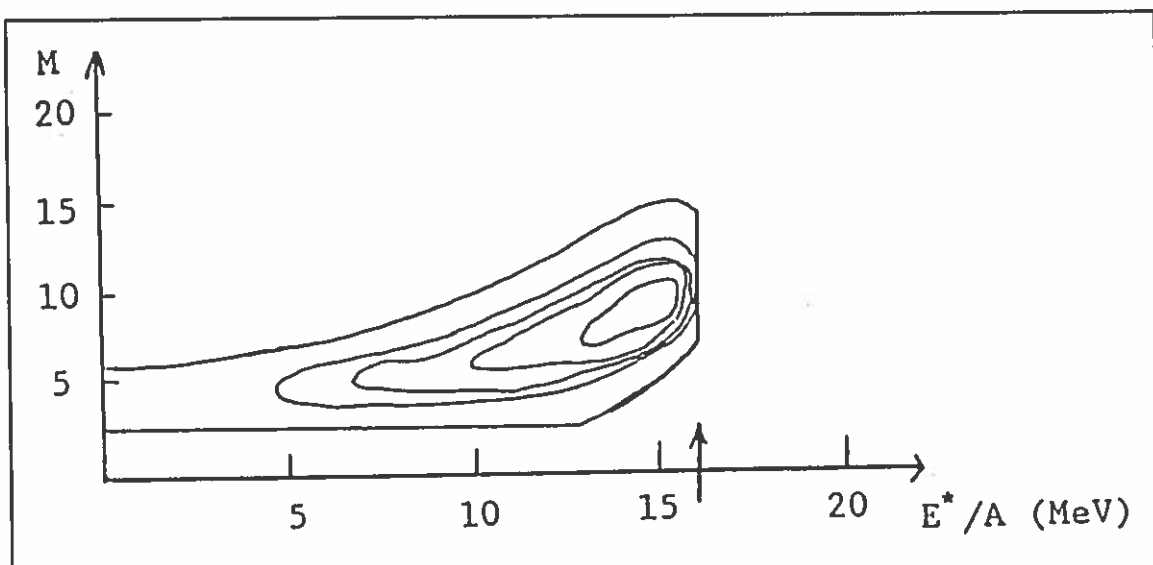


Figure E-26: Corrélation entre la multiplicité observée et l'énergie d'excitation calculée avec (15) à 65 MeV/A. La flèche représente l'énergie d'excitation maximum que l'on peut déposer dans le système.

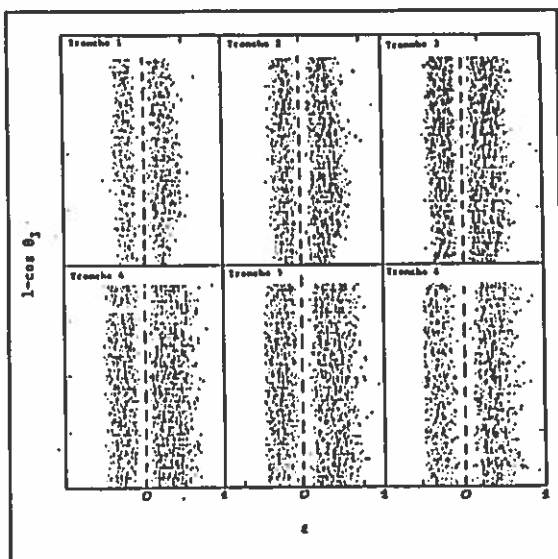


Figure E-27: Cartes  $\varepsilon$ - $1-\cos\theta_3$  tranche de vitesse par tranche de vitesse à 25 MeV/A.

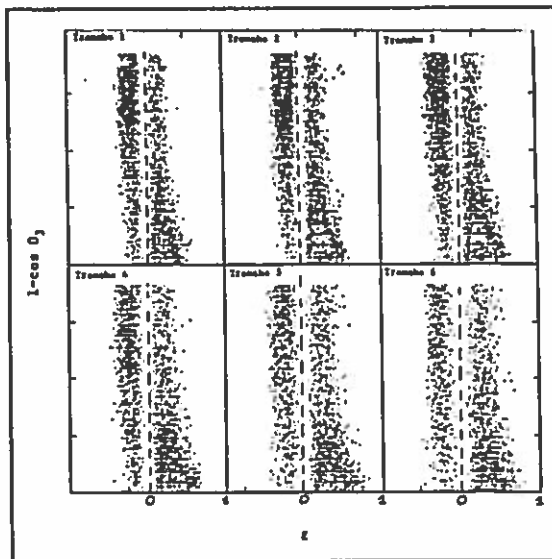


Figure E-28: Même chose que la Fig. E-27 à 65 MeV/A.

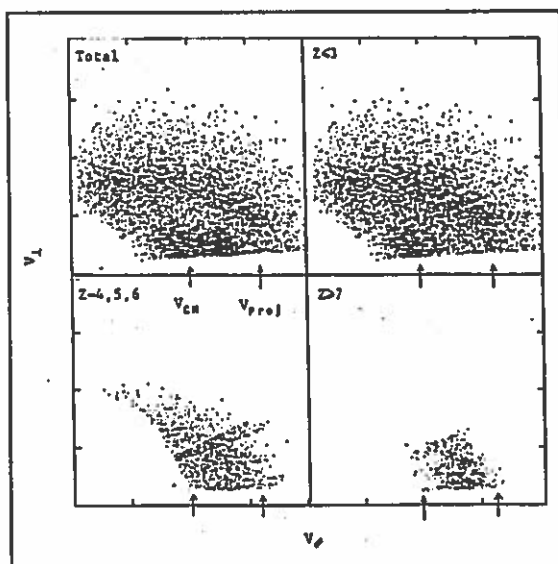


Figure E-29: Cartes  $V_{\parallel}-V_{\perp}$  pour la deuxième tranche à 25 MeV/A.

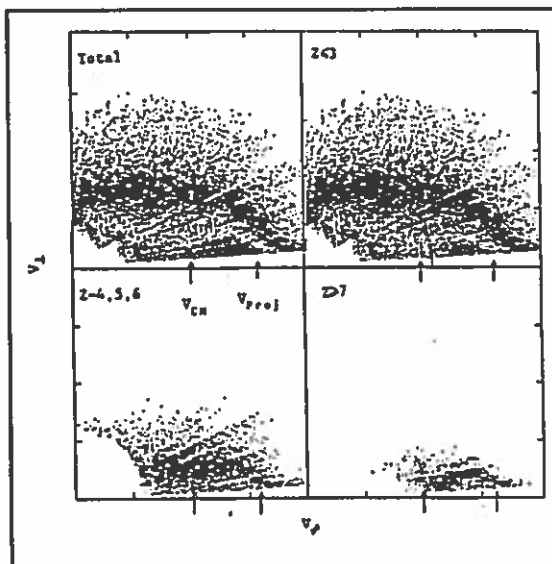


Figure E-30: Cartes  $V_{\parallel}-V_{\perp}$  pour la deuxième tranche à 65 MeV/A.

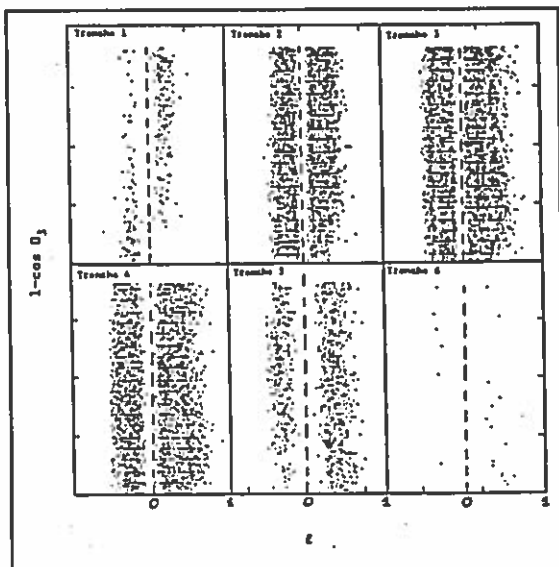


Figure E-31: Cartes  $\varepsilon$ - $1-\cos\theta_3$  à 65 MeV/A après avoir effectué une coupure en vitesse.

répartit uniformément sur toute la plage angulaire, ceci pour toutes les tranches de vitesse. La valeur de la vitesse de source est donc bien déterminée par la formule (16).

A 65 MeV/u, les valeurs absolues de  $\epsilon$  sont également faibles, mais la distribution des angles  $\theta_3$  est fortement piquée sur les angles faibles. Ceci nous indique clairement qu'un décalage existe le long de l'axe du faisceau, et donc que la vitesse de source est mal estimée. Les raisons de ce décalage peuvent être diverses: la distribution d'émission des fragments est non isotrope, ou il n'y a pas qu'une seule source détectée par notre ensemble de mesure. La deuxième raison semble plus probable. On suppose dans notre calcul qu'il n'existe qu'une source. Or, s'il y en a plusieurs, la vitesse de source mesurée sera alors une moyenne des différentes vitesses de sources. Il en résultera alors un ellipsoïde des moments allongé et dont l'axe principal de symétrie sera très proche de l'axe du faisceau. On peut tester ceci en traçant les cartes  $V_{\parallel} - V_{\perp}$  en section efficace invariante tranche par tranche.

### c) Effets de seuil sur la détection des quasi-cibles.

Nous avons donc tracé les cartes  $V_{\parallel} - V_{\perp}$  tranches par tranches de vitesse de source à 25 et 65 MeV/u (fig. E-29 et E-30). A 65 MeV/u, on voit apparaître deux sources. Une, rapide, est le noyau de fusion incomplète et l'autre, très lente, est la quasi-cible, alors qu'une seule source est visible à 25 MeV/u.

Le seuil en vitesse des détecteurs est responsable de ce phénomène. A 25 MeV/u, les seuils de détection sont trop hauts pour que les produits de la quasi-cible puissent être détectés, ce qui n'est pas le cas à 65 MeV/u. La vitesse de source alors calculée est une vitesse intermédiaire entre celle de ces deux sources, ce qui a pour effet de ramener l'axe de symétrie de l'ellipsoïde des moments sur l'axe du faisceau. Il nous faut donc éliminer les fragments émis par la quasi-cible.

Comme à 25 MeV/u, les seuils de détection sont assez hauts pour éliminer la quasi-cible, on peut introduire artificiellement un seuil pour

les autres énergies de façon à ce que les fragments de la quasi-cible ne soient pas détectés. La figure E-31 montre le résultat de cette coupure à 65 MeV/u. La vitesse de source est à nouveau bien déterminée ainsi que l'énergie d'excitation déposée dans le système. Malheureusement, il se peut que certains fragments issus du système composé soient éliminés de cette manière. Cela peut être gênant pour les mesures qui nécessitent une connaissance complète des fragments issus de cette source, comme les mesures de multiplicités ou les mesures de sections efficaces de production d'un fragment particulier.

### Chapitre III.

#### Conclusions et perspectives.

##### 1) Premières conclusions.

L'analyse des données expérimentales nous permet d'affirmer les points suivants:

- \* Un noyau de fusion incomplète est formé au cours de la réaction pour la gamme d'énergie incidente allant de 25 à 85 MeV/u.

- \* Ce système composé émet des fragments isotropiquement, ce qui indique une bonne thermalisation du système.

- \* L'hypothèse de la formation d'un noyau composé thermalisé faite dans l'étude théorique se trouve donc justifiée expérimentalement.

- \* Il existe un changement de mécanisme de production des IMF entre 25 et 36 MeV/u qui conduit à la désintégration du système composé au dessus de 25 MeV/u.

Cependant, la nature de cette désexcitation n'est pas déterminée pour le moment. La disparition du résidu lourd d'évaporation et l'accroissement rapide de la production de plusieurs IMF à partir de 36 MeV/u sont cohérents avec l'apparition d'un processus de multifragmentation, mais ne constituent pas une preuve absolue.

##### 2) Perspectives.

La méthode étant bien comprise, on peut donc mesurer l'évolution des phénomènes pour les différentes énergies d'excitation déposées dans notre système. On pourra notamment voir s'il y a ou non saturation de l'énergie d'excitation lorsque l'énergie incidente augmente et si oui ou non il y a apparition du phénomène de multifragmentation. Il sera intéressant de comparer les événements dont les énergies d'excitation sont les mêmes pour différentes énergies incidentes du projectile. Ces événements

correspondront à des paramètres d'impacts différents et il serait donc possible de voir comment se répartit l'énergie selon les divers degrés de liberté du système (déformation, température, oscillations, compression, rotation, etc.).

### 3) Mise en évidence d'une transition de phase.

Le travail théorique effectué par X.Campi [E-8] propose une méthode de mise en évidence expérimentale d'une transition de phase en manipulant les masses des fragments mesurés. Cette méthode suppose que l'on sache bien isoler le plus gros fragment. Ce n'est pas toujours le cas dans l'expérience E92, car tous les fragments de charge supérieure à 9 sont identifiés comme ayant une charge égale à 9. Bauer et collaborateurs [E-9], confrontés aux mêmes problèmes, ont tout de même tenté cette analyse en ne considérant que les fragments correctement identifiés (fragments dont la charge  $Z$  est inférieure ou égale à 30 dans leur cas). Leur étude semble montrer que la méthode est encore valable. La coupure est à  $Z = 8$  lorsqu'on utilise l'ensemble MUR +  $\frac{1}{2}$  TONNEAU. La méthode peut être appliquée lorsqu'il existe un seul fragment de  $Z \geq 9$  ou lorsqu'il n'en existe aucun: nous savons dans les deux cas quel est le plus gros fragment. Il y aura ambiguïté quand deux fragments de charge supérieure à 9 seront détectés, mais ce type d'évènement est rare. Dans la série de mesures effectuées avec les télescopes Si, le plus gros fragment est en général bien identifié. On peut donc espérer qu'avec ces données il sera possible de procéder à ce type d'analyse sur des évènements classés comme centraux et de voir une transition de phase apparaître lorsqu'on augmente l'énergie du projectile.



## Liste des références.

- [I.1] R.Bougault, F.Delaunay, A.Genoux-Lubain, C.Le Brun, J.F.Lecolley,  
F. Lefebvres, M. Louvel, J.C. Steckmeyer, J.C. Adloff,  
B.Bilwes, M.Glaser, G.Rudolf, F.Scheibling, L.Stuttge,  
J.L.Ferrero, Saint Malo 1988, Nuclear Physics A488 (1988) 255c.
  - [I.2] C.Grégoire et B.Tamain, Ann. de Phys., Fr 11 (1986) 323.  
E.Suraud et al., à paraître dans Prog. Nucl. Part. Phys. (1989).
  - [I.3] G.Auger, E.Plagnol, D.Jouan, C.Guet, D.Heuer, M.Maurel,  
H.Nifenecker, C.Ristori, F.Schussler, H.Dobre, C.Grégoire,  
Phys. Lett. 169B (1986) 161.
  - [I.4] M.Conjaud, S.Harar, M.Mostefai, E.C.Pollacco, C.Volant,  
Y.Cassagnou, R.Legrain, H.Oeschler, F.Saint Laurent,  
Phys. Lett. 159B (1985) 244.
  - [I.5] U.Jahnke et al., ~~XX~~ International meeting on Nuclear  
Physics, Mikolajki, Poland, Sept 1-11, 1988.
  - [I.6] L.Moretto et G.Wozniak, Saint Malo 1988, Nuclear Physics A488  
(1988) 337c.
  - [I.7] G.M.Jin, A.Pégghaire, H.Dobre, J.Péter, F.Saint Laurent, G.Bizard,  
R.Brou, J.P.Patry, R.Regimbart, J.C.Steckmeyer, B.Tamain, Y.Cassagnou,  
R.Legrain, C.Lebrun, E.Rosato, J.C.Jeong, S.M.Lee, T.Nakagawa,  
Y.Nagashima, M.Ogihara, J.Kasagi, T.Motobayashi, R.Mac Grath, K.Hagel,  
contribution B.19 au IIIème Meeting International sur les collisions  
Noyau-Noyau, Saint Malo 1988.
- K.Hagel, G.M.Jin, A.Pégghaire, D.Cussol, H.Dobre, J.Péter,  
F.Saint Laurent, G.Bizard, R.Brou, J.P.Patry, R.Regimbart, J.C.Steckmeyer,  
B.Tamain, Y.Cassagnou, R.Legrain, C.Lebrun, E.Rosato, J.C.Jeong, S.M.Lee,  
T.Nakagawa, Y.Nagashima, M.Ogihara, J.Kasagi, T.Motobayashi, R.Mac Grath,  
à paraître dans Physics Letters B.

Liste des références de la partie théorique:

- [T.1] J.Galin, Saint Malo 1988, Nuclear Physics A488 (1988) 297c.
- [T.2] F.Saint Laurent, A.Kyanowski, D.Ardouin, H.Delagrange,  
H.Dobre, C.Grégoire, W.Mittig, A.Pégghaire, J.Péter,  
G.Bizard, F.Lefebvres, B.Tamain, J.Québert, Y.P.Viyogi,  
P.Pochodzalla, C.K.Gelbke, W.Lynch, M.Maier,  
Physics Letters B202 (1988) 190.
- [T.3] P.Eudes, Thèse de l'Université de Caen.
- [T.4] P.Bonche, S.Levit et D.Vautherin, Nuclear Physics A427 (1984) 278  
et A436 (1985) 265.
- [T.5] D.Jacquet, thèse de l'Université d'Orsay.  
D.Jacquet, J.Galin, B.Borderie, D.Gardes, D.Guerreau,  
M.Lefort, F.Monnet, M.F.Rivet, X.Tarrago, E.Duek,  
J.M.Alexander, Physical Review C32 (1985) 1594.
- [T.6] U.Jahnke et al., ~~XX~~ International meeting on Nuclear  
Physics, Mikolajki, Poland, Sept 1-11, 1988.
- [T.7] P.Ring et P.Schuck, Nuclear Many Body Problem, Springer  
Verlag.
- [T.8] J.P.Blaizot, Physics Reports 64C (1980) 171.
- [T.9] C.J.Pethick et D.G.Ravenhall, Nuclear Physics A471 (1987)  
19c.
- [T.10] J.A.Lopez et G.Lübeck, LBL-26231.
- [T.11] J.Cugnon, Nuclear Physics 135B (1984) 374.
- [T.12] G.Bertsch et J.Cugnon, Physical Review Letters C24 (1981)  
2514.
- [T.13] D.K.Scott, MSUCL 434, pré tirage MSU (1983).
- [T.14] Stringari et Vautherin, Physics Letters B88 (1979) 1.
- [T.15] C.Bacri, P.Chomaz et D.Vautherin Physical Review Letters 61  
(1988) 1569.
- [T.16] Numerical Recipes, Cambridge University Press.
- [T.17] H.Delagrange, C.Grégoire, F.Scheuter, Y.Abe,  
Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei 323 (1986) 437.

- [T.18] C.Grégoire, B.Rémaud, F.Sébille, L.Vinet, Y.Raffray,  
Nuclear Physics A465 (1987) 317.
- [T.19] G.Bertsch, S.DasGupta et H.Kruse, Physical Review C29 (1984)  
673.
- [T.20] H.Kruse et al., Physical Review Letters 54 (1985) 289,  
Physical Review C31 (1985) 1770.
- [T.21] J.Cugnon, T.Mizutani, J.Vandermeulen, Nuclear Physics A352  
(1981) 505.  
voir également les simulations de  
T.J.Schlager et V.R.Pandharipande, Physics Review C36 (1987)  
162.
- [T.22] G.Bertsch et S.DasGupta, Physics Reports 160 (1988) 189.
- [T.23] E.Suraud, D.Cussol, C.Grégoire, D.Boiley, P.Pi, P.Schuck,  
B.Rémaud, F.Sébille, Bad-Honnef 1988, Nuclear Physics A495  
(1989) 73c.
- [T.24] J.Bondorf, R.Donangelo, I.N.Mishustin, C.J.Pethick,  
H.Schultz, K.Sneppen, Nuclear Physics A443 (1985) 321.
- [T.25] J.Bondorf, R.Donangelo, I.N.Mishustin, C.J.Pethick,  
Nuclear Physics A444 (1985) 460.  
A.S.Botvina, A.S.Iljinov, I.N.Mishustin, J.Bondorf,  
R.Donangelo, K.Sneppen, Nuclear Physics A475 (1987) 663.
- [T.26] K.Sneppen, Nuclear Physics A470 (1987) 213.
- [T.27] D.H.E.Gross, L.Sapathy, Meng Ta-Chung, M.Sapathy, Zeit. für Phys.  
A309 (1982) 41.
- [T.28] S.Leray, C.Ngo, M.E.Spina, B.Rémaud, F.Sébille, International  
Workshop on Nuclear Dynamics at High and Medium Energies,  
Bad-Honnef, Oct. 10-14, 1988, Nuclear Physics A495 (1989)  
283c.
- [T.29] X.Campi, cours présenté à l'école Joliot-Curie de Physique  
Nucléaire, Maubuisson, 1987.
- [T.30] C.Cerruti, J.Desbois, R.Boisgard, C.Ngo, J.Natowitz,  
J.Nemeth, Nuclear Physics A476 (1988) 74.
- [T.31] S.Leray, Journal de Physique, Fr. 47 (1986) C4-275.

- [T.32] L.Vinet et K.Sneppen, Nuclear Physics A480 (1988) 342.
- [T.33] K.Sneppen, D.Cussol, C.Grégoire, Physics Letters B220  
(1989) 342.

Liste des références de la partie expérimentale:

- [E.1] A.Pégahaire et al., en cours de publication.
- [E.2] G.Bizard et al., Nuc. Inst. Meth. A244 (1986) 483.
- [E.3] J.C.Jeong, thèse.
- [E.4] G.Auger, E.Plagnol, D.Jouan, C.Guet, D.Heuer, M.Maurel,  
H.Nifenecker, C.Ristori, F.Schussler, H.Doubre, C.Grégoire,  
Phys. Lett. 169B (1986) 161.
- [E.5] J.Cugnon, J.Knoll, C.Riedel, Y.Yariv, Physics Letters 109B (1982) 167.
- [E.6] M.Gyulassy, K.A.Frankel, H.Stöcker, Physics Letters 110B (1982) 185.
- [E.7] S.Leray, Journal de physique, Fr. 47 (1986) C4-275.
- [E.8] X.Campi, IPNO/Th 88-67, IPNO/Th 88-38, Physics Letters 208B (1988) 351.
- [E.9] W.Bauer, Physical Review C38 (1988) 1297.

## Aspects théoriques et expérimentaux des réactions de multifragmentation dans les collisions noyau-noyau aux énergies intermédiaires

Le phénomène de multifragmentation apparaît dans les collisions noyau-noyau aux énergies intermédiaires. Ce mécanisme de réaction est étudié expérimentalement et théoriquement. Sur le plan théorique, une tentative de description de ce phénomène est effectuée en connectant un modèle dynamique et un modèle de fragmentation. La phase dynamique est simulée par des calculs de Landau-Vlasov jusqu'à l'obtention d'un système de basse densité. La phase de fragmentation est décrite par un modèle de fragmentation statistique. Cette étude montre que la multifragmentation doit apparaître aux énergies intermédiaires, que le seuil et les propriétés de cette réaction sont liés à l'équation d'état de la matière nucléaire. Sur le plan expérimental, on analyse les données d'une expérience sur l'évolution des mécanismes de réaction pour le système Argon sur Aluminium de 25 à 85 MeV par nucléon. Cette analyse permet de classer les collisions en fonction de leur paramètre d'impact afin de sélectionner les collisions centrales. Des indications sur l'apparition du phénomène de multifragmentation sont obtenues.

### Mots-clés:

Collision noyau-noyau

Multifragmentation du noyau

Equation d'état de la matière nucléaire